COMPTES RENDUS HEBDOMADAIRES DES SÉANCES DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES

CONTENTS

VOLUME 280 — SECTION B

No. 1 — SESSION OF JANUARY 6th 1975

Theoretical Physics

On Different Random Processes of Stochastic Quantum Mechanics, by Pierre Claverie and Simon Diner 1

Three kinds of random processes simulating the behaviour of quantum systems are compared : the Nelson - La Pena - Auerbach process, the parastochastic process and the stochastic electrodynamics process. This last one gives for the harmonic oscillator a synthesis of properties (ergodicity and quasiperiodicity) which are physically desirable, and appear separately in the first two processes.

Theoretical Study of Infra-Red Spectra of H-Bonded Complex between Dimethyl-Ether and Hydrogen Chloride in Gas Phase : Spectral Effect of the Centrifugal Distorsion, by Yves Bouteiller and Émile Maréchal 5

The IR adsorption ν-AH bands of H-bonded complexes in gas phase always show an unusual band-width. It results from the present study that about one-third of this width may be ascribed to the centrifugal distorsion.

Fluid Physics

Effect of a Transverse Flow on Williams Domains, by Pierre Gilles de Gennes 9

We study the effect of a Poiseuille flow on a nematic planar texture, under an electric field E. We find that the threshold field E_s is increased, and that the roll size decreases, the rolls being packed in the central part of the slab, where the shear rate is small.

Astrometry

On the Observations of the Sun with the Danjon Astrolabe, by Francis Laclare 13

A method of observation and reduction of corresponding heights of the Sun is described. The internal precision of the first results seems to be of the same order of magnitude as the precision of meridian observations of the Sun.

Astrophysics

The Redshift-Apparent Magnitude Relation when an Intrinsic (i. e. Source Effect) Component of the Observed Redshift is Assumed, by Gérard Le Denmat 17

From a phenomenological point of view, we consider the assumption that redshifts could not be entirely due to the Doppler-Einstein effect, but partly proceed from an effect intrinsic to the sources. In this way, to write an Hubble-like relation between the observed redshifts Z and the apparent magnitudes of the sources, it needs to distinguish, in the observed Z, the cosmological component Z_c (Doppler-Einstein effect) and the intrinsic component Z_i (source effect).

Magnetosphere

Resonant Periods of Field Lines in the Guided Mode, for a Simple Magnetospheric Model, by Michel Six 21

A model magnetospheric, axi-symetric around the dipole, is studied in a frequency range low enough as to render gyroresonance effects negligible. Equations of the electromagnetic field are then separable in two groups, one of them describing a field completely guided along the static lines of forces. The radial electric compenent of this field depends on a differential equation of the second order. Its solutions are explicited in the simple case of a density distribution following an inverse radial cubic law. Resonances of this magnetosphere, supposedly bounded by a perfectly conducting earth, are computed.

COMPTES RENDUS HEBDOMADAIRES DES SÉANCES DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES

TABLE DES ARTICLES

TOME 280 — N° 1 — SÉRIE B — SCIENCES PHYSIQUES

Séance du **6** janvier **1975**

PARTIE SCIENTIFIQUE

Physique théorique

Sur différents processus aléatoires de la mécanique stochastique quantique, par MM. *Pierre Claverie* et *Simon Diner* 1

Étude théorique du spectre infrarouge du complexe formé par liaison hydrogène en phase gazeuse entre l'éther diméthylique et le chlorure d'hydrogène : influence de la distorsion centrifuge sur le spectre, par M. *Yves Bouteiller* et *Émile Maréchal* 5

Physique des liquides

Effet d'un écoulement sur les domaines de Williams, par M. *Pierre Gilles de Gennes* 9

Astrométrie

Sur les observations du Soleil faites avec l'astrolabe de Danjon, par M. *Francis Laclare* 13

Astrophysique

Étude de la relation entre le décalage des fréquences vers le rouge et la magnitude apparente lorsqu'une part du décalage observé est dû à un effet de source, par M. *Gérard Le Denmat* 17

Magnétosphère

Périodes de résonance des lignes de force dans le mode guidé, pour un modèle simple de magnétosphère, par M. *Michel Six* 21

COMPTES RENDUS HEBDOMADAIRES DES SÉANCES DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES

TABLE DES ARTICLES

TOME 280 — N° 1 — SÉRIE B — SCIENCES PHYSIQUES

Séance du 6 janvier 1975

AUTEURS

BOUTEILLER (Yves) et Émile MARÉCHAL. — Étude théorique du spectre infrarouge du complexe formé par liaison hydrogène en phase gazeuse entre l'éther diméthylique et le chlorure d'hydrogène : influence de la distorsion centrifuge sur le spectre... 5

CLAVERIE (Pierre) et Simon DINER. — Sur différents processus aléatoires de la mécanique stochastique quantique..... 1

DINER (Simon). — Voir *Claverie (Pierre)*..... 1

GENNES (Pierre Gilles de). — Effet d'un écoulement sur les domaines de Williams..... 9

LACLARE (Francis). — Sur les observations du Soleil faites avec l'astrolabe de Danjon..... 13

LE DENMAT (Gérard). — Étude de la relation entre le décalage des fréquences vers le rouge et la magnitude apparente lorsqu'une part du décalage observé est dû à un effet de source..... 17

MARÉCHAL (Émile). — Voir *Bouteiller (Yves)*..... 5

SIX (Michel). — Périodes de résonance des lignes de force dans le mode guidé, pour un modèle simple de magnétosphère..... 21

COMPTES RENDUS

HEBDOMADAIRES

DES SÉANCES

DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES

GAUTHIER-VILLARS

ÉDITEUR-IMPRIMEUR-LIBRAIRE DES COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES

70, rue de Saint-Mandé, 93100 Montreuil

190 470-75

Imprimé en France

COMPTES RENDUS

HEBDOMADAIRES

DES SÉANCES

DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES

PUBLIÉS

CONFORMÉMENT A UNE DÉCISION DE L'ACADÉMIE

EN DATE DU 13 JUILLET 1835

PAR MM. LES SECRÉTAIRES PERPÉTUELS

AVEC LE CONCOURS
DU CENTRE NATIONAL DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

TOME DEUX CENT QUATRE-VINGTIÈME

SÉRIE B : SCIENCES PHYSIQUES

PREMIÈRE PARTIE : JANVIER-FÉVRIER 1975

PARIS
GAUTHIER-VILLARS ÉDITEUR
1975

NOTES DES MEMBRES ET CORRESPONDANTS ET NOTES PRÉSENTÉES OU TRANSMISES PAR LEURS SOINS

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur différents processus aléatoires de la mécanique stochastique quantique.* Note (*) de MM. **Pierre Claverie** et **Simon Diner**, présentée par M. Louis de Broglie.

On compare trois types de processus aléatoires simulant le comportement des systèmes quantiques : le processus de Nelson - La Peña-Auerbach, le processus parastochastique et le processus de l'électrodynamique stochastique. Ce dernier réalise pour l'oscillateur harmonique une synthèse de propriétés (ergodicité et quasipériodicité) physiquement souhaitables, présentées séparément par les deux autres.

L'expression « mécanique stochastique quantique » désigne aujourd'hui l'ensemble des tentatives de définition de processus aléatoires dont les caractéristiques probabilistes reproduisent d'une certaine manière celles que la mécanique quantique calcule pour le système considéré. Cette reproduction ne *peut* être que partielle en vertu des théorèmes sur l'incompatibilité. entre le calcul classique des probabilités et le formalisme de la mécanique quantique [(1), (2), (3)]. Mais rien ne prouve expérimentalement que *toutes* les conséquences du formalisme quantique soient *parfaitement* vérifiées.

Les trois types de processus aléatoires actuellement proposés (et que nous allons comparer) sont :

1° Le processus de Nelson - La Peña-Auerbach (Processus NPA) : processus markovien de diffusion pour la variable position (dans l'espace de configuration) [(1b), (4)].

2° Le processus « parastochastique » : processus aléatoire associé à une observable représentée par un opérateur A, défini par la loi de probabilité instantanée fournie par le formalisme quantique habituel, et par la fonction de corrélation.

$$B_A(t, t') = \mathrm{Re}\langle \Psi | A\, e^{i(E-H)|t'-t|/\hbar} A | \Psi \rangle \tag{1}$$

dans le cas particulier où $H\Psi = E\Psi$ [(5), (6)].

3° Le processus de l'électrodynamique stochastique (processus EDS) : processus de position *non markovien* solution d'une équation différentielle stochastique de type Langevin. Ce processus peut être considéré comme la composante d'un processus dans l'espace des phases, susceptible pour sa part d'une bonne approximation par un processus markovien [(7), (8), (9)].

Fonction de corrélation du processus de Nelson-La Peña-Auerbach. — La résolution de l'équation de Fokker-Planck-Kolmogorov (FPK) du processus fournit la densité de probabilité de transition $w_2(x, t_0 \mid x_0, t_0)$, en prenant comme condition initiale : $w_2(x, t \mid x_0, t_0) = \delta(x - x_0)$. Cette équation s'écrit :

$$\frac{\partial w_2}{\partial t} = -\mathrm{div}(w_2 \vec{c}) + \mathrm{div}(\bar{\bar{D}}\, \mathrm{grad}\, w_2), \tag{2}$$

où $\bar{\bar{D}}$ est une matrice diagonale d'éléments $\hbar/2\, m_\alpha$ (m_α, masse de la particule α) et, pour un état stationnaire de fonction d'onde réelle Ψ_0, $\vec{c} = 2\,\bar{\bar{D}}\,(\text{grad}\,\Psi_0/\Psi_0)$. Cette équation (2) se réduit pour une particule à l'équation (40) de ([4]). La fonction

$$W_2(x, t, x_0, t_0) = w_0(x, t \mid x_0, t_0)\,\Psi_0(x),$$

obéit alors à l'équation

$$\hbar\frac{\partial W_2}{\partial t} = (E_0 - H)\,W_2,$$

où H est l'hamiltonien de la théorie quantique et $H\,\Psi_0 = E_0\,\Psi_0$. On a alors

$$W_2 = e^{(E_0-H)(t-t_0)/\hbar}\,\frac{\delta(x-x_0)}{\Psi_0(x_0)}. \tag{3}$$

Par définition, la fonction de corrélation pour tout processus $F[x(t)]$, fonction du processus fondamental $x(t)$, est

$$B_F(t_0, t) = \iint F(x_0)\,F(x)\,w_2(x, t; x_0, t_0)\,dx_0\,dx, \tag{4}$$

où, pour $t > t_0$:

$$w_2(x, t; x_0, t_0) = w_2(x, t \mid x_0, t_0)\,w_1(x_0, t_0)$$

et $w_1(x_0, t_0)$ est la densité de probabilité au temps t_0, égale à $\Psi_0^2(x_0)$ dans notre cas.

On obtient alors en portant (3) dans (4) :

$$\begin{aligned} B_F(t_0, t) &= \int \Psi_0(x)\,F(x)\,e^{(E_0-H)|t-t_0|/\hbar}\,F(x)\,\Psi_0(x)\,dx \\ &= \langle \Psi_0 \mid F(x)\,e^{(E_0-H)|t-t_0|/\hbar}\,F(x) \mid \Psi_0 \rangle. \end{aligned} \tag{5}$$

Comparaison des processus NPA et parastochastique. — On peut tout d'abord constater ainsi que l'équation FPK (2) et la probabilité de transition $w_2(x, t \mid x_0, t_0)$ qui s'en déduit, sont celles obtenues par Favella ([10]). Mais celui-ci ne pouvait donner à son processus un sens physique clair, car il l'obtenait dans le cadre de considérations heuristiques, avec en particulier l'introduction d'un temps imaginaire. La construction du processus NPA a le mérite de justifier ce genre de considérations, rencontrées par ailleurs en théorie quantique des champs ([11]). Par ailleurs on voit apparaître un rapport particulièrement simple entre les fonctions de corrélation des processus NPA et parastochastique : dans leur expression développée à l'aide de fonctions propres de H le passage de l'une à l'autre s'effectue en remplaçant les exponentielles (NPA) par des cosinus [parastochastique; *cf.* équation (7) dans ([6])]. Illustrons ceci simplement sur l'exemple particulièrement frappant de l'oscillateur harmonique, en considérant les processus de position pour l'état fondamental. Dans ce cas les formes développées des fonctions de corrélation se réduisent à un seul terme :

$$B_x(t - t_0) = \langle x^2 \rangle\, e^{-\omega_0 |t-t_0|}$$

pour le processus NPA et

$$B_x(t - t_0) = \langle x^2 \rangle \cos \omega_0 (t - t_0)$$

pour le processus parastochastique [$\langle x^2 \rangle = \hbar/2m\omega_0$ et ω_0 est la fréquence de l'oscillateur]. Le défaut physique évident du processus de simulation parastochastique s'avère être sa trop grande régularité : si on le suppose analytique, chaque réalisation est nécessairement une sinusoïde, dans le cas particulier de l'oscillateur harmonique. De plus il réalise ergodiquement seulement la valeur moyenne de la position ([6]), et ne reproduit pas ergodiquement la distribution de probabilité quantique complète.

Le processus NPA a l'avantage de reproduire ergodiquement toute la distribution de probabilité de position quantique : $\Psi_0^2(x)$. La dispersion de la moyenne temporelle (qui permet de juger de la rapidité avec laquelle l'ergodicité se réalise) peut être calculée d'une manière identiqe à celle utilisée pour le processus parastochastique [formule (12) dans ([6])]. Pour un état stationnaire non dégénéré on obtient la majoration

$$D_x(T) \leqq 4\,[(\Delta_{[\Psi_0]}\, x)^2/\omega_{01}\, T]$$

avec les mêmes notations que dans l'expression (16) de ([6]). Il en résulte que le processus NPA réalise l'ergodicité moins vite que le processus parastochastique.

Mais, en accord avec son caractère markovien, tout caractère périodique ou quasi-périodique a disparu. Or, une certaine périodicité de la fonction de corrélation est physiquement souhaitable dans la mesure ou l'on veut décrire un système présentant des réponses résonnantes (transitions spectrales).

On voit donc que les deux processus étudiés, en dépit de leurs caractéristiques très différentes, possèdent tous deux des propriétés simulatoires intéressantes, en fait complémentaires. Peut-on trouver ces propriétés réunies dans un seul processus ? C'est effectivement le cas du processus EDS, pour l'oscillateur harmonique tout au moins.

Processus EDS pour l'oscillateur harmonique. — L'électrodynamique stochastique part de l'équation différentielle stochastique suivante, pour la variable position de particules chargées :

$$m\ddot{x} = K(x) + m\tau\dddot{x} + F(t), \tag{6}$$

où $K(x)$ est la force extérieure classique, $\tau\dddot{x}$ un terme d'amortissement de radiation (avec $\tau = 2e^2/3mc^3$) et $F(t)$ une force stochastique dont la densité spectrale (transformée de Fourier de la fonction de corrélation) est de la forme Cte $|\omega|^3$ [([7]), ([8]), ([9])].

Pour l'oscillateur harmonique, où $K(x) = -m\omega_0^2 x$ est linéaire, on peut, après simplification ($\dddot{x}$ remplacé par $-\omega_0^2\dot{x}$), trouver pour le processus dans l'espace des phases [processus bidimensionnel $(x, \dot{x})$] une excellente approximation markovienne, dont on obtient explicitement l'équation de FPK ([7]). On constate que ce n'est rien d'autre que l'équation FPK d'un oscillateur harmonique brownien dans la théorie d'Ornstein-Uhlenbeck [équation (51) de ([12])]. La fonction de corrélation pour la composante de position du processus est [*cf.* équation (50 *a*) dans ([12])] :

$$B_x(t-t_0) = \langle x^2 \rangle e^{-(\beta/2)|t-t_0|}\left[\cos(\omega_1(t-t_0)) + \frac{\beta}{2\omega_1}\sin(\omega_1|t-t_0|)\right], \tag{7}$$

où

$$\beta = \tau\omega_0^2, \qquad \omega_1^2 = \omega_0^2 - \frac{\beta^2}{4}.$$

Les fréquences intervenant pour les atomes et les molécules étant de l'ordre de grandeur de l'unité atomique, et τ valant $0{,}26.10^{-6}$ u.a. on a $\tau\omega_0 \sim 10^{-6}$ d'où $\beta \sim 10^{-6}\,\omega_0$, et $\omega_1 \# \omega_0$. L'expression (7) prend ainsi la forme approchée

$$B_x(t-t_0) \# \langle x^2 \rangle e^{[-(\tau\omega_0)\omega_0/2]\,|\,t-t_0\,|} \cos\omega_0(t-t_0). \tag{8}$$

On voit donc avec (7) ou (8) que le processus markovien de l'espace des phases, qui approche convenablement la solution exacte de l'équation (6), a pour composante de position un processus (non markovien), présentant simultanément les propriétés que l'on trouvait précédemment séparées dans le processus NPA et le processus parastochastique. Tant que $(\tau\,\omega_0)\,\omega_0\ \ t\text{-}t_0$ est très inférieur à l'unité, c'est-à-dire tant que $t\text{-}t_0$ est très inférieur à environ 10^6 périodes, le facteur exponentiel est trés peu différent de l'unité; la fonction de corrélation diffère alors très peu de celle du processus parastochastique. Cette quasi-périodicité sur des intervalles de temps courts correspond à un caractère fortement non-markovien de la composante de position du processus, situation en tout point analogue à celle de l'oscillateur harmonique brownien très faiblement amorti ([12]). Quant au facteur exponentiel dont le rôle n'apparaît que pour des temps relativement longs, il *assure* les propriétés ergodiques fortes qui faisaient l'intérêt du processus NPA.

(*) Séance du 4 novembre 1974.

([1]) E. Nelson, *Dynamical theories of Brownian Motion* [*Mathematical Notes*, Princeton University Press, 1967; (*a*) chap. 14; (*b*) chap. 11, 12, 13 et 15].

([2]) S. Kochen et E. P. Specker, *J. Math. Mech.*, 17, 1967, p. 59.

([3]) J. Bub, *Found. Phys.*, 3, 1973, p. 29.

([4]) L. de la Peña-Auerbach, *J. Math. Phys.*, 10, 1969, p. 1620.

([5]) U. Frisch et R. Bourret, *J. Math. Phys.*, 11, 1970, p. 364.

([6]) P. Claverie et S. Diner, *Comptes rendus*, 277, série B, 1973, p. 579.

([7]) M. Surdin, *Ann. Inst. H. Poincaré*, 15 A, 1971, p. 203.

([8]) E. Santos, *Nuovo Cimento*, 19, B, 1974, p. 57.

([9]) T. H. Boyer, *Phys. Rev.*, A, 7, 1973, p. 1832.

([10]) L. F. Favella, *Ann. Inst. H. Poincaré*, 7 A, 1967, p. 77.

([11]) F. Guerra, J. *Phys.*, 34, Colloque, C 1, 1973, p. C 1-95.

([12]) Ming Chen Wang et G. E. Uhlenbeck, *Rev. Mod. Phys.*, 17, 1945, p. 323 (réimprimé, p. 113, dans *Selected papers on Noise and Stochastic Processes*, éd. N. Wax, Dover, New York, 1954).

Laboratoire de Chimie quantique,
Institut de Biologie physico chimique,
13, *rue Pierre-et-Marie-Curie,*
75005 *Paris.*

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Étude théorique du spectre infrarouge du complexe formé par liaison hydrogène en phase gazeuse entre l'éther diméthylique et le chlorure d'hydrogène : influence de la distorsion centrifuge sur le spectre.* Note (*) de MM. **Yves Bouteiller** et **Émile Maréchal**, présentée par M. Louis de Broglie.

La bande d'absorption infrarouge des bandes ν AH des complexes AH...Y liés par liaison hydrogène à l'état gazeux présente toujours une largeur inhabituellement grande. Il résulte de la présente étude que le tiers environ de la largeur du massif de raies de rotation vibration est imputable à des termes de distorsion centrifuge.

INTRODUCTION. — Les origines de l'élargissement inhabituel des bandes ν AH des complexes ont fait l'objet d'études assez nombreuses. Les premières études sont qualitatives : Badger et Bauer ont d'abord proposé une théorie classique ([1]). Plus tard Landsberg a élaboré une théorie dite des fluctuations ([2]) et Stepanov une théorie basée sur l'hypothèse de prédissociation [([3]), ([4])]. Coulson et Robertson ont récemment montré, quantitativement, que pour des liaisons moyennes ou faibles au moins, ce phénomène intervenait très peu ([5]). Pour des liaisons fortes ou assez fortes, il faut se référer aux théories faisant intervenir un potentiel à double minimum [([6]), ([9])]. Il existe enfin les théories attribuant la largeur spectrale à l'anharmonicité du potentiel [([10]), ([12])]. Les études plus récentes sont quantitatives. Elles tentent de reconstituer les massifs de raies en se basant sur le fait que le mode de vibration ν AH est couplé au mode ν (AH ... Y). Pour les dimères d'acides carboxyliques des calculs ont été effectués par Witkowski et Maréchal [([13]), ([15])]. Enfin, citons pour être complet, les travaux quantitatifs de Hofacker ([16]) pour la liaison hydrogène dans les solides.

Plus spécifiquement, en ce qui concerne le problème envisagé dans la présente étude, Lascombe et coll. ([17]) ont émis l'hypothèse selon laquelle une contribution à l'élargissement du massif de raies serait dû à la distorsion centrifuge, c'est-à-dire à un couplage rotation-vibration provenant de la modulation du moment d'inertie du complexe par sa rotation d'ensemble; ces auteurs ont élaboré une théorie classique semi-quantitative et l'ont appliquée au complexe F H ... $NCCH_3$. Le but de la présente Note est d'étudier cette hypothèse à l'aide de la mécanique quantique. Nous utilisons à cet effet le modèle que nous avons déjà proposé ([18]) pour reconstituer le spectre de vibration $|\, 0\, n \,\rangle \rightarrow |\, 1\, n' \,\rangle$ du complexe Me_2O ... HCl; les indices 0 et 1 représentent les nombres quantiques de la vibration rapide ν ClH et les indices n et n' ceux de la vibration lente ClH ...OMe_2.

THÉORIE. — Pour étudier l'influence de la distorsion centrifuge sur la largeur du pic central et celle des raies satellites, nous reprenons le modèle du précédent compte rendu ([18]), à savoir une supermolécule triatomique linéaire dans l'hamiltonien duquel nous ajoutons un terme dû à la rotation. Cet hamiltonien s'écrit :

$$(1)\quad H = \frac{p^2}{2\mu} + \frac{1}{2}k(r-r_0)^2 + \frac{P^2}{2\mu_2} + \frac{1}{2}K(R-R_0)^2 + \frac{1}{2}f_{112}(r-r_0)^2(R-R_0) + \frac{J^2(\theta,\varphi)}{2I(r,R)}$$
$$= H_{AH} + H_{AH...Y} + H_{int} + H_{rot},$$

où H_{AH} et $H_{AH...Y}$ décrivent la vibration rapide et la vibration lente respectivement assimilées à des oscillateurs harmoniques couplés par l'intermédiaire de H_{int}; μ est la masse réduite de A et de H. L'hamiltonien de rotation de la supermolécule est présenté par H_{rot}

où I (r, R) représente le moment d'inertie de la supermolécule, fonction des distances r (distance A−H) et R (distance A ... Y). On peut écrire :

$$I = \mu_1 r^2 + \mu_2 R^2 - \mu_3 r R. \tag{2}$$

Ici μ_1, μ_2, μ_3 sont des masses réduites par rapport au centre de gravité de la supermolécule :

$$\mu_1 = \frac{m_2(m_1+m_3)}{m_1+m_2+m_3}, \qquad \mu_2 = \frac{m_3(m_1+m_2)}{m_1+m_2+m_3}, \qquad \mu_3 = \frac{m_2 m_3}{m_1+m_2+m_3}.$$

Dans ces formules, m_1 est la masse de A, m_2 la masse de H et m_3 celles de Y. Dans le développement de 1/2 I (r, R) en série de Taylor autour des positions d'équilibre r_0 et R_0 qui définissent I_0 on ne retient que les termes en $R-R_0$:

$$\frac{1}{2I} = \frac{1}{2I_0} + \frac{1}{I_0^2}(\mu_3 r_0 - \mu_2 R_0)(R-R_0). \tag{3}$$

On a vérifié que le terme en μ_3 était négligeable devant le terme en μ_2. J^2 commute avec H et par suite H et J^2 ont des fonctions propres communes de la molécule linéaire, de la forme :

$$\Psi_{nvJM}(R-R_0, r-r_0, \theta, \varphi) = \psi_{nv}(R-R_0, r-r_0)\, Y_{JM}(\theta, \varphi),$$

où les Y_{JM} sont des harmoniques sphériques. Après séparation des variables angulaires de rotation (θ, φ) et des variables de vibration (r, R), l'équation de Schrödinger (1) donne en tenant de l'équation (3) :

$$\left\{\frac{p^2}{2\mu} + \frac{1}{2}k(r-r_0)^2 + \frac{P^2}{2\mu_2} + \frac{1}{2}K(R-R_0)^2 + \frac{1}{2}f_{112}(r-r_0)^2(R-R_0) + \frac{\hbar^2 J(J+1)}{2I_0} - \frac{\hbar^2}{I_0^2}J(J+1)\mu_2 R_0 (R-R_0)\right\}\psi = E\psi, \tag{4}$$

où ψ ne dépend plus que des coordonnées r et R. On applique l'approximation adiabatique qui permet de séparer les mouvements lent et rapide, ce qui donne pour ψ :

$$\psi_{nv}(R-R_0, r-r_0) = \Phi_v(r-r_0, R-R_0)\,\varphi_{nv}(R-R_0).$$

La résolution de l'équation (4) donne alors l'expression de l'énergie :

$$\begin{cases} E_{nvJ} = \hbar\omega_0\left(v+\dfrac{1}{2}\right) + \hbar\omega_1\left(n+\dfrac{1}{2}\right) - \dfrac{\hbar^2}{8}\dfrac{[v+(1/2)]^2 f_{112}^2 \omega_0^2}{k^2 K} + B_v J(J+1), \\ \text{avec } B_v = B_e - \alpha\left(v+\dfrac{1}{2}\right): \\ \qquad B_e = \dfrac{\hbar^2}{2I_0}, \qquad \alpha = \dfrac{\hbar^3}{2}\dfrac{f_{112}\mu_2 R_0}{2K\sqrt{k\mu}\, I_0^2}. \end{cases} \tag{5}$$

Dans cette expression les indices n et v représentent les nombres quantiques de vibration rapide et lente, respectivement, et J le nombre quantique de rotation. Le moment d'inertie I de la supermolécule est très grand, de sorte que les niveaux de rotation-vibration sont

très proches les uns des autres. La branche Q étant interdite, puisque la molécule est linéaire, on a pour les branches P et R :

$$\Delta E_{J\to J+1,\,v\to v+1} = 2B_e(J+1)+\alpha(J+1)(J+3) \quad \text{branche R,}$$
$$\Delta E_{J\to J-1,\,v\to v+1} = -2B_eJ+\alpha J(J-2) \quad \text{branche P.}$$

Les résultats sont du même type que ceux annoncés par Lassegue [(3), (4)] pour le complexe FH ... $NCCH_3$. Une bonne estimation de la demi-largeur à mi-hauteur du pic central et de chacun des sous-maximums latéraux est donnée par la distance entre les maximums des branches P et R correspondantes.

Les calculs effectués avec la valeur $f_{112} = 0{,}34.10^{14}$ C. G. S. donnée dans notre précédent article donne un spectre de raies très serré autour du pic central et de chacune des raies satellites de vibration, et la largeur à mi-hauteur de l'enveloppe autour du pic central et des raies satellites est de 33 cm^{-1} environ. Le phénomène de distorsion centrifuge est donc responsable d'une augmentation de 60 % environ de la largeur de chaque massif de raies de rotation-vibration autour de la raie centrale et des raies satellites de vibration. En tenant compte de la distorsion centrifuge on obtient le tiers environ de la largeur totale à mi-hauteur du massif d'absorption.

Conclusion. — La distorsion centrifuge donne donc effectivement une contribution non négligeable à la largeur du massif, mais ne peut suffire à elle seule à rendre compte de cet élargissement. Il est très probable que si l'on tient compte des degrés de liberté angulaire d'une part et de la différence des courbures du potentiel entre l'état fondamental et l'état excité d'autre part, il y aura apparition de nouvelles raies de rotation-vibration qui contribueront à l'élargissement du massif de raies.

(*) Séance du 18 novembre 1974.

(1) R. M. Badger et S. H. Bauer, *J. Chem. Phys.*, 5, 1937, p. 839.
(2) G. S. Landsberg et F. S. Baryshanskaia, *Izvestia Akad. Nauk S.S.S.R. Ser. Fiz.*, 10, 1946, p. 509.
(3) B. I. Stepanov, *Zh, Fiz. Khim*, 19, 1945, p. 507.
(4) B. I. Stepanov, *Nature*, London, 157, 1946, p. 808.
(5) C. A. Coulson et G. N. Rotertson, *Proc. Roy. Soc. London*, A 337, 1974, p. 167.
(6) M. A. Kovner et V. N. Kapstad, *Izvestia Akad. Nauk S.S.S.R. Ser. Fiz.*, 17, 1953, p. 561.
(7) R. Blinc et D. Hadzi, *Mol. Phys.*, 1, 1958, p. 391.
(8) R. Somorjai et D. F. Hornig, *J. Chem. Phys.*, 36, 1962, p. 1980.
(9) T. R. Singh et J. L. Wood, *J. Chem. Phys.*, 50, 1968, p. 3572.
(10) M. I. Batuev, *Zh Fiz. Khim*, 23, 1949, p. 1399.
(11) S. Bratos et D. Hadzi, *J. Chem. Phys.*, 27, 1957, p. 991.
(12) N. Sheppard, *Hydrogen Bonding*, ed. D. Hadzi, Pergamon Press, Oxford, England, 1958.
(13) A. Witkowski, *J. Chem. Phys.*, 47, 1967, p. 3645.
(14) Y. Maréchal et A. Witkowski, *J. Chem. Phys.*, 48, 1969, p. 3697.
(15) Y. Maréchal, *Thèse*, Grenoble, 1968.
(16) S. F. Fischer, G. L. Hofacker et M. A. Ratner, *J. Chem. Phys.*, 52, 1970, p. 1934.
(17) J. Lascombe, J. C. Lassegues et P. V. Huong, *J. Phys. Chem.*, 77, n° 23, 1973, p. 2779.
(18) E. Maréchal et Y. Bouteiller, *Comptes rendus*, 279, série B, 1974, p. 435.

Laboratoire de Physique théorique des liquides,
Équipe associée au C. N. R. S.,
Tour 16, 5e étage,
Université Pierre et Marie Curie,
4, *place Jussieu,*
75230 *Paris Cedex* 05.

PHYSIQUE DES LIQUIDES. — *Effet d'un écoulement sur les domaines de Williams.* Note (*) de M. **Pierre Gilles de Gennes**, présentée par M. André Guinier.

On étudie théoriquement, sur un modèle très simplifié, l'effet d'un écoulement de Poiseuille (parallèle à l'axe optique) sur une texture nématique planaire, en présence d'un champ électrique E. On conclut que : (*a*) le champ seuil E_s de l'instabilité de Carr-Helfrich doit être augmenté; (*b*) les rouleaux doivent être plus petits, et rassemblés dans la région médiane où le gradient de vitesse est faible.

L'influence d'un écoulement transversal sur certaines instabilités convectives a été étudiée dans les liquides isotropes [(1), (2)] : le seuil de Rayleigh-Bénard est augmenté pour des rouleaux perpendiculaires à l'écoulement, mais il est inchangé pour des rouleaux parallèles à l'écoulement (3). Nous discutons ici un effet un peu analogue pour les domaines de Williams (4) dans un nématique. L'instabilité impliquée est du type Carr-Helfrich [(5), (6)]. Si l'axe nématique est parallèle à Ox (le champ étant appliqué selon la normale Oz à la lame), les rouleaux apparaissent préférentiellement le long de Oy : donc un écoulement

$$v_{Ox} = \alpha\left(z^2 - \frac{d^2}{4}\right), \qquad v_{Oy} = v_{Oz} = 0 \qquad \left(-\frac{d}{2} < z < \frac{d}{2}\right)$$

modifiera le champ seuil E_s : la possibilité citée dans la référence (3) n'apparaît pas ici.

L'état du nématique est spécifié par la densité de charges : $q(\vec{r}, t)$, la courbure de l'orientation moléculaire $\psi(\vec{r}, t)$ et les vitesses hydrodynamiques associées $\vec{u} = \vec{v}(r, t) - \vec{v}_0(z)$ Les temps de relaxation associés à ces trois champs sont τ_D (relaxation diélectrique). T (relaxation d'orientation) et τ_V (diffusion de la vorticité). Nous restreignons notre attention au cas où les cisaillements $s \cong \alpha d$ satisfont aux inégalités

$$T^{-1} \ll s \ll \tau_D^{-1}, \tau_v^{-1}.$$

Nous supposons aussi qu'aucune instabilité spécifiquement mécanique (7) n'intervient. Alors l'effet principal de l'écoulement $\vec{v}_0$ est une *convection de l'orientation* (ou de ψ); par contre, les effets convectifs sur q ou sur $\vec{u}$ sont faibles et seront négligés. Nous ferons en outre les simplifications suivantes :

(*a*) Le rapport $\lambda = -\gamma_2/\gamma_1$ de deux coefficients de Leslie (6) est pris égal à 1, de façon à ce que l'écoulement $\vec{v}_0$ ne distorde pas l'alignement planaire. Ceci est assez proche de la réalité ($\lambda \sim 1{,}04$ pour MBBA), et peut même être obtenu exactement par un choix convenable de la température dans certains matériaux (8).

(*b*) Dans l'équation des couples hydrodynamiques, nous utilisons l'approximation à une dimension de Helfrich (5) où seules les variations de vitesse le long de l'axe optique (Ox) sont prises en compte. Par contre, dans l'équation des courbures (où apparaît directement l'effet convectif) nous devons permettre des variations le long de Oz : elle s'écrit :

$$(1) \qquad \frac{\partial \psi}{\partial t} - D\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{\psi}{T} + v_{Ox}(z)\frac{\partial \psi}{\partial x} + \frac{qE}{\eta} = 0.$$

Des formules explicites pour T, η et D sont données par exemple dans la référence (6).

Pour τ_D court, l'équation de la charge se réduit à

$$\frac{q}{\tau_D} + \sigma_H E \psi = 0. \tag{2}$$

Le coefficient σ_H est lié surtout à l'anisotropie de conductivité [(5), (6)]. Posant $\partial/\partial t = p$ et $\partial/\partial x = ik_x$, nous parvenons à

$$\mathscr{H}\psi \equiv -DT\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + i\alpha k_x z^2 \psi = U\psi, \tag{3}$$

$$U = -1 + \frac{\sigma_H \tau_D T E^2}{\eta} + iT\alpha\frac{d^2}{4} - pT. \tag{4}$$

L'opérateur $\mathscr{H}$ a la structure de l'hamiltonien quantique pour un oscillateur de masse $M = 1/(2\,DT)$ et de fréquence (complexe) :

$$\Omega = (1+i)T(k_x \alpha D)^{1/2}. \tag{5}$$

Le premier mode propre a une forme gaussienne

$$\psi = \text{Cte} \exp\left\{-\frac{1+i}{2} z^2 \left(\frac{k_x \alpha}{2D}\right)^{1/2}\right\} \tag{6}$$

et la valeur propre associée est $U = \Omega/2$. Au seuil d'instabilité, p est imaginaire pur et les parties imaginaires se compensent dans l'équation (4) :

$$\eta^{-1} \sigma_H \tau_D E_s^2 = T^{-1} + (k_x \alpha D)^{1/4}. \tag{7}$$

(Dans la suite, nous supposerons, pour simplifier, que le milieu est diélectriquement isotrope auquel cas $1/T = Dk_x^2$, indépendant de E.) L'échelle des vecteurs d'onde k_z associés à la forme (6) est

$$k_z \cong \left(\frac{k_x \alpha}{D}\right)^{1/2}. \tag{8}$$

Les couples hydrodynamiques [inclus dans le dernier terme de l'équation (1)] sont fortement réduits dès que $k_z > k_x$. On peut donc raisonnablement postuler, comme dans la référence (5), que $k_z \sim k_x$, ce qui conduit à

$$k_x \sim \left(\frac{\alpha}{D}\right)^{1/3}. \tag{9}$$

Les deux termes du membre de droite dans l'équation (7) sont alors comparables et le champ seuil varie comme $\alpha^{2/3}$. Il sera intéressant de comparer (9) à des expériences directes et aussi à des calculs tridimensionnels complets. La possibilité de rouleaux *obliques* ($k_y \neq 0$) devrait également être considérée, et apparaît plausible au vu de certaines expériences récentes (E. Guyon, communication privée). Enfin, à côté des effets classiques de modulation de E [(9)-(11)], on pourrait aussi envisager des modulations de l'écoulement v_0.

(*) Séance du 25 novembre 1974.

(1) C. Klapisz, M. Weill et J. Chanu, *Physica*, 66, 1973, p. 581.
(2) C. Klapisz, *Thèse*, Paris, 1974.
(3) D. Nield, *Physica*, 74, 1974, p. 607.
(4) R. Williams, *J. Chem. Phys.*, 39, 1963, p. 384.
(5) W. Helfrich, *J. Chem. Phys.*, 51, 1969, p. 4092.
(6) P. G. de Gennes, *The Physics of liquid Crystals*, Oxford, 1974, chap. 5.
(7) E. Guyon et P. Pieranski, *Phys. Rev.*, A 9, 1974, p. 404.
(8) C. Gahwiller, *Phys. Rev. Lett.*, 28, 1972, p. 1554.
(9) M. Veyssié, G. Durand et Y. Galerne, *Phys. Rev.*, A 6, 1972, p. 484; *Phys. Lett.*, 29 A, 1972, p. 181.
(10) E. Dubois-Violette, *Thèse*, Orsay, 1971; *J. Phys.*, 33, 1972, p. 95.
(11) Y. Galerne, *Thèse 3e cycle*, Orsay, 1973.

Laboratoire de physique de la matière condensée,
Collège de France,
75231 *Paris Cedex* 05.

ASTROMÉTRIE. — *Sur les observations du Soleil faites avec l'astrolabe de Danjon.* Note (*) de M. **Francis Laclare**, transmise par M. Jean Kovalevsky.

On décrit la méthode d'observation et de réduction des hauteurs correspondantes du Soleil. La précision interne sur les premiers résultats semble être du même ordre que celle obtenue par des observations méridiennes.

On utilise une lame à faces parallèles portant sur sa face extérieure un revêtement chrome-nickel de densité supérieure à 5 de sorte que la magnitude du Soleil est rendue sensiblement équivalente à celle de la Lune. Le diamètre de la lame est de 12 cm, son polissage réalisé au laboratoire d'optique de l'observatoire de Nice a été particulièrement soigné; la mesure des anneaux à partir d'une source laser a révélé une variation d'épaisseur centre-bord inférieure à 0,1 μ.

La lame est montée à poste fixe dans son barillet, celui-ci est mis en place dans un tube, en avant du prisme, le tube étant orienté à 30° du zénith ([1]). Le tube, la lame, le prisme et le bain de mercure restent en station pendant toute la durée de l'observation, passage est et ouest.

Le toît du pavillon de l'astrolabe est ouvert quelques minutes avant la première observation et refermé immédiatement après; un voile protège l'astrolabe du rayonnement solaire.

On observe successivement à l'est, bords supérieur et inférieur et à l'ouest, bords inférieur et supérieur.

La distance zénithale d'observation, définie par l'angle du prisme et la lame est supposée constante à l'est et à l'ouest. On pourra néanmoins tenir compte de la variation de distance zénithale résultant d'une variation de la réfraction; à cet effet, on note avant et après les observations les valeurs de la pression barométrique, températures de l'air et du mercure.

On suppose connues la déclinaison et sa variation dans le temps.

Le principe du calcul consiste à déterminer l'instant du passage au méridien ([2]). Soient t_1 et t_2 les instants d'observations correspondants à une même hauteur d'un bord du Soleil à l'est et à l'ouest. Par suite de la variation de la déclinaison, les points d'observations sur le cercle de hauteur ne sont pas symétriques.

L'instant t_0 du midi vrai sera donné par la relation

$$t_0 = \frac{1}{2}(t_1 + t_2) - \Delta H,$$

où

$$\Delta H = H \frac{d\delta}{dt}\left(\frac{\operatorname{tg}\varphi}{\sin H} - \frac{\operatorname{tg}\delta}{\operatorname{tg} H}\right).$$

Dans la pratique du calcul, on remplacera l'angle horaire par la quantité $(1/2)\,(t_2 - t_1)$ exprimée en temps moyen ou en temps des éphémérides suivant que la réduction est faite en utilisant la *Connaissance des temps* ou l'*Astronomical Ephemeris*.

Pour les valeurs du sinus et de la tangente de l'angle horaire, celui-ci est obtenu par la conversion de $(1/2)\,(t_2 - t_1)$ en temps vrai.

ΔH exprimé en secondes de temps sera donné par

$$(\Delta H)^s = \frac{t_2 - t_1}{30} \frac{d\delta}{dt} \left(\frac{\operatorname{tg}\varphi}{\sin([(t_2 - t_1)/2] - \Delta E)} - \frac{\operatorname{tg}\delta}{\operatorname{tg}([(t_2 - t_1)/2] - \Delta E)} \right),$$

où

φ est la latitude obtenue par l'observation de groupes fondamentaux la nuit qui suit ou qui précède l'observation du Soleil.

δ est la déclinaison calculée à l'instant t_1 du passage est.

Δ E est la variation de l'équation du temps pendant l'intervalle $(1/2)(t_2 - t_1)$.

ΔH est positif ou négatif selon que le mouvement en déclinaison est vers le nord ou vers le sud.

L'instant t_0 du midi vrai étant ainsi calculé, on pourra réitérer en prenant pour nouvelle valeur de l'angle horaire la quantité $(t_0 - t_1)$.

Si on a observé successivement à l'est les bords supérieur et inférieur et à l'ouest les bords inférieur et supérieur, on obtiendra de la sorte pour chacun des couples d'observations, un instant t_0 du midi vrai. On adoptera comme instant du midi vrai la moyenne des deux instants obtenus.

Pour tenir compte de la variation de la réfraction entre les passages est et ouest on a corrigé les instants t_2 de la quantité

$$(dH)^s = \frac{dz}{15 \cos\varphi \sin Z},$$

où dz, variation de la distance zénithale, est exprimée en secondes d'arc, et Z est l'azimut du Soleil à l'instant t_2.

La lame n'ayant été livrée qu'à la fin du mois de juillet, on ne dispose que de sept observations faites au voisinage du méridien. Le tableau suivant donne les valeurs (O-C) de l'instant du passage au méridien.

TABLEAU

Valeurs (O-C) *de l'instant du passage du Soleil au méridien de Calern*

Date (1974)	Bord observé	(O-C) *Connaissance des temps* (s)	(O-C) *Astronomical Ephemeris* (s)
07-30.....	Supérieur et inférieur	+0,211	+0,077
08-01.....	Supérieur et inférieur	+0,131	−0,003
08-02.....	Supérieur	+0,295	+0,154
08-03.....	Supérieur et inférieur	+0,132	−0,009
08-05.....	Supérieur et inférieur	+0,125	−0,014
08-06.....	Supérieur et inférieur	+0,070	−0,070
08-07.....	Supérieur et inférieur	+0,101	−0,038

Les réductions sont faites à partir de la position approchée du pilier

$$(\varphi = +43°44'56'',00,\ \lambda = -0^h 27^{mn} 42^s,3816),$$

la longitude étant corrigée de l'aberration diurne.

Les instants des observations datés en TUC sont ramenés en TU 0 par la relation

$$(\mathrm{TU}\ 0-\mathrm{TUC} = -x\,\mathrm{tg}\,\varphi\sin\lambda + y\,\mathrm{tg}\,\varphi\cos\lambda + (\mathrm{TU}\ 1-\mathrm{TUC}).$$

Les résultats définitifs ne seront obtenus qu'après publication par le B. I. H de l'écart systématique en (TU 0 — TUC).

Ces premières observations ont été réalisées à titre expérimental, mais l'accord interne obtenu nous conduira à poursuivre des campagnes de ce type. Il conviendrait en particulier de déterminer la distance zénithale d'observation pour s'affranchir d'éventuelles erreurs systématiques et pouvoir déterminer séparément $\Delta\alpha$ et $\Delta\delta$. Les résultats ci-dessus sont d'ores et déjà comparables en précision aux meilleures observations méridiennes.

(*) Séance du 25 novembre 1974.

(1) S. Debarbat et B. Guinot, *La Méthode des hauteurs égales en Astronomie*, 1970, Gordon and Breach.

(2) A. Danjon, *Astronomie générale*, J. et R. Sennac éditeur, Paris, 1959.

Centre d'Études et de Recherches géodynamiques et astronomiques,
8, *boulevard Émile-Zola,*
06130 *Grasse.*

ASTROPHYSIQUE. — *Étude de la relation entre le décalage des fréquences vers le rouge et la magnitude apparente lorsqu'une part du décalage observé est dû à un effet de source.* Note (*) de M. **Gérard Le Denmat**, transmise par M. Jean-Claude Pecker.

On examine, d'un point de vue phénoménologique, une conséquence de l'hypothèse d'un décalage des raies spectrales vers le rouge qui ne serait pas entièrement dû à un effet Döppler-Einstein mais proviendrait en partie d'un effet intrinsèque à la source émettrice. Pour écrire alors une relation du type relation de Hubble entre le décalage z observé des fréquences et la magnitude apparente de la source il convient donc de distinguer dans le z observé la composante z_c (cosmologique) due à la distance relative et aux états de mouvement de la source et de l'observateur, et la composante intrinsèque z_i due à l'effet de source.

1. Le décalage des raies spectrales dépend, en Relativité générale, des positions respectives de l'émetteur et du récepteur, ainsi que leur mouvement relatif. Le calcul de ce décalage est mené sur la base du « postulat d'identité » (déjà formulé en Relativité restreinte) selon lequel les raies spectrales caractéristiques d'un atome donné ont des fréquences propres (naturelles) constantes. Ce postulat entraîne qu'aucun phénomène physique externe (tel un champ gravitationnel intense) ne peut perturber les niveaux d'énergie de l'atome-émetteur. Ce postulat n'entraîne bien entendu aucune restriction sur les phénomènes physiques susceptibles de modifier, par exemple au niveau de la source (« source » est pris pour désigner l'ensemble des atomes-émetteurs et le milieu physique dans lequel ils se trouvent), les fréquences *après émission* par l'atome. Or, en s'appuyant sur l'expression du décalage des raies telle qu'elle découle, en Relativité générale, du « postulat d'identité », on interprète généralement tout décalage en termes d'effet Döppler-Einstein, à l'exclusion de toute autre cause possible de décalage. Par voie de conséquence, tout déplacement des raies spectrales vers le rouge est considéré comme indicateur de la distance et de la vitesse d'éloignement de la source par rapport à l'observateur, c'est-à-dire interprété exclusivement en termes d'expansion de l'Univers.

On examine ici, d'un point de vue phénoménologique, comment l'introduction d'une cause de décalage vers le rouge non liée à l'expansion, c'est-à-dire une cause intrinsèque à la source, modifie la relation log z, m_v usuelle.

2. Pour une raie spectrale donnée, on utilise les notations suivantes :

ν_1^*, fréquence « naturelle » telle que, émise par un atome identique, on la mesure sur Terre;

ν_1, fréquence mesurée dans le système propre de la source, c'est-à-dire fréquence des signaux (ou crêtes d'onde) qui quittent la source consécutivement à t_1 et $t_1+\delta t_1$;

ν_2, fréquence mesurée par l'observateur terrestre qui reçoit lesdits signaux à t_2 et $t_2+\delta t_2$.

Le point de vue généralement adopté équivaut à $\nu_1^* = \nu_1$. Le point de vue ici adopté est $\nu_1^* \neq \nu_1$. On se place dans le modèle d'Univers de Robertson-Walker $q_0 = 1$, avec les conditions habituellement introduites : la source est localisée à la distance-coordonnée r (r est la coordonnée radiale du repère $\mathscr{R}$ où est exprimé l'intervalle élémentaire ds^2 du modèle); l'observateur est supposé localisé à $r = 0$; source et observateur n'ont aucune vitesse spatiale relative ($\mathscr{R}$ est co-mobile), de sorte que la variable temporelle t est le temps propre de la source et de l'observateur. L'observateur mesure le décalage $z = (\nu_1^*/\nu_2) - 1$.

Les positions et états de mouvement relatifs de l'observateur et de la source se traduisent par une contribution z_c « cosmologique » au décalage z observé :

$$z_c = \frac{\nu_1}{\nu_2} - 1 = \frac{\delta t_2}{\delta t_1} - 1 \qquad \left(= \frac{R(t_2)}{R(t_1)} - 1 \text{ dans le modèle utilisé} \right).$$

Si l'on définit alors le décalage intrinsèque z_i supposé dû à un effet de source — tel que celui proposé par Pecker, Roberts et Vigier (1) — par $z_i = (\nu_1^*/\nu_1) - 1$, on retrouve aisément la relation connue

$$1 + z = (1 + z_c)(1 + z_i). \tag{1}$$

Dans ce qui suit, on supposera toujours $z_i > 0$.

3. Sous l'hypothèse $\nu_1^* \neq \nu_1$, on peut alors décrire la situation de la manière suivante : si n_1^* photons sont produits pendant l'unité de temps propre, avec la fréquence ν_1^* caractéristique d'un type d'atomes donné, $n_1 = n_1^* \Delta t_1$ photons quittent la source, avec la fréquence ν_1, pendant l'intervalle de temps propre Δt_1. On est donc en mesure de définir les grandeurs

$L^* = n_1^* h \nu_1^*$, luminosité absolue virtuelle (en l'absence de la contribution z_i au décalage);

$L = (n_1/\Delta t_1) h \nu_1 = n_1^* h \nu_1$, luminosité absolue réelle si $z_i \neq 0$.

Ces grandeurs sont liées par la relation

$$L^* = L(1 + z_i). \tag{2}$$

Avec des notations évidentes pour les magnitudes absolues correspondantes, on a aussi

$$M^* = M - 2{,}5 \log_{10}(1 + z_i). \tag{3}$$

Cette dernière relation peut être comparée à la relation empirique obtenue par Bell et Fort (2). On voit que le décalage intrinsèque $z_i > 0$ joue dans le sens prévisible pour un rougissement : la luminosité absolue réelle décroît quand z_i croît. D'autre part, pour une population d'objets où le taux de production de photons $h \nu_1^*$ est à peu près le même (c'est-à-dire $M^* \cong$ constante), on constate que l'intervention de z_i pourrait expliquer une forte dispersion de M.

4. De toute évidence, si le décalage z observé n'est pas entièrement cosmologique, la magnitude apparente de la source correspond à L réelle, par l'intermédiaire d'une relation de la forme $l \propto L(1 + z_c)^{-2}$, où l est la luminosité apparente.

Si l'on mesure effectivement une magnitude apparente visuelle m_v, c'est-à-dire si l'on observe dans une bande de fréquences « visibles », on sait que m_v doit être corrigée de l'effet de rougissement dû au décalage (total) z. Le terme K_v correctif a été calculé par Oke et Sandage (3). Si, dans la bande de fréquences choisie, le spectre d'énergie $F(\nu)$ est de la forme ν^{-n} : n, indice spectral optique), on obtient

$$K_v = -2{,}5(1 - n) \log_{10}(1 + z).$$

Les magnitudes absolues M_v^* et M restent liées par la relation (3) car toutes les fréquences ont subi le même décalage intrinsèque z_i. On peut dès lors écrire la relation de Hubble classique sous la forme

$$\log_{10} z_c = 0{,}2\, m_v + 0{,}5\,(1-n)\log_{10}(1+z) - 0{,}2\,(M_v^* + 2{,}5\log_{10}(1+z_i) + 42{,}4) + \log_{10}\frac{H_0}{100}, \tag{4}$$

où H_0 est la constante de Hubble en $km.s^{-1}.M_{pc}^{-1}$.

Compte tenu de la relation (1) et en posant

$$-0{,}2\,(M_v^* + 42{,}2) + \log_{10}\frac{H_0}{100} = C,\ \text{Cte},$$

on obtient

$$\log_{10}\frac{z_c}{\sqrt{1+z_c}} = 0{,}2\, m_v - \frac{n}{2}\log_{10}(1+z) + C, \tag{5}$$

ou, pour $z_c \ll 1$,

$$\log_{10} z_c \cong 0{,}2\, m_v - \frac{n}{2}\log_{10}(1+z) + C. \tag{6}$$

(*) Séance du 18 novembre 1974.

(1) J.-C. Pecker, A. Roberts et J. P. Vigier, *Nature*, 241, 1973, p. 338.
(2) Bell et Fort, *Astrophys. Journal*, 186, 1973, p. 1.
(3) J. B. Oke et A. Sandage, *Astrophys. Journal*, 154, 1968, p. 21.

Institut Henri Poincaré,
11, *rue Pierre-et-Marie-Curie*,
75231 *Paris Cedex* 05.

MAGNÉTOSPHÈRE. — *Périodes de résonance des lignes de force dans le mode guidé, pour un modèle simple de magnétosphère.* Note (*) de M. **Michel Six**, présentée par M. Jean Coulomb.

Dans une magnétosphère de révolution autour du dipôle, et pour des fréquences assez basses pour qu'on puisse négliger les effets de gyrorésonance, les équations du champ électromagnétique se séparent en deux groupes dont l'un correspond à un champ parfaitement guidé par le champ statique du dipôle. Son vecteur électrique radial dépend d'une équation différentielle du second ordre. Nous en étudions les solutions dans le cas simple où la loi de densité en altitude est inversement proportionnelle au cube de la distance au centre. Nous mettons en évidence les résonances qu'aurait la magnétosphère fermée sur une terre infiniment conductrice.

1. Séparation du champ en deux parties, guidée et non guidée. — Le plasma dans la magnétosphère peut être partout considéré comme froid pour les ondes des fréquences que nous envisageons.

L'expression simple que prend alors la densité de courant $\mathbf{j}$ en fonction du vecteur électrique $\mathbf{E}$ est donnée par Stix ([1]). Avec des notations différentes, nous écrivons :

$$i\omega\mu_0\mathbf{j} = \alpha\mathbf{E} + (\gamma-\alpha)\mathbf{B}_0(\mathbf{E}.\mathbf{B}_0) - \frac{\beta}{\mathrm{B}_0}\mathbf{B}_0\wedge\mathbf{E},$$

$\mathbf{B}_0$ est le champ statique du dipôle, $\alpha = \omega^2/v_a^2$ où v_a est la vitesse d'Alfvén $v_a = \mathrm{B}_0/\sqrt{\mu_0\rho}$, ρ étant la densité au point considéré; les autres paramètres ont comme expressions approchées $\beta = -i\,\omega^3/v_a^2\,\omega_i$ et $\gamma = -\omega_e\,\omega_i/v_a^2$, où ω_e et ω_i sont les gyropulsations électronique et ionique. A condition de restreindre la partie étudiée de la magnétosphère au domaine limité par la coquille magnétique $\mathrm{L} = 7$, et de ne considérer que les périodes supérieures à 10 s ([2]), on peut négliger β/α et α/γ. Si on écrit les équations de Maxwell en coordonnées sphériques, en ne retenant que les solutions de révolution par rapport au dipôle, le système se sépare en deux groupes.

Le premier est régi par une équation aux dérivées partielles de type elliptique, qui ne dépend que de la loi de répartition de la densité dans la magnétosphère :

$$r^2\,\partial_r\partial_r\mathrm{E}_\varphi + \sin\theta\,\partial_\theta\left(\frac{1}{\sin\theta}\partial_\theta\mathrm{E}_\varphi\right) + \alpha r^2\,\mathrm{E}_\varphi = 0,$$

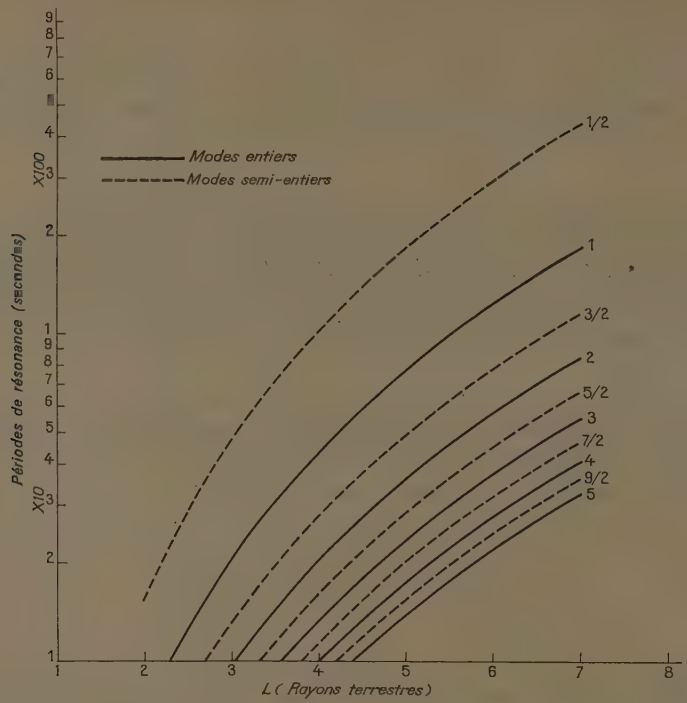
$$i\omega\mathrm{B}_r = \frac{1}{r^2\sin\theta}\partial_\theta\mathrm{E}_\varphi \qquad \text{et} \qquad i\omega\mathrm{B}_\theta = -\frac{1}{\sin\theta}\partial_r\mathrm{E}_\varphi.$$

Nous nous intéressons dans cette Note au second groupe :

$$-\partial_\theta\sin\theta(\partial_\theta\mathrm{E}_r - \partial_r\mathrm{E}_\theta) = \alpha r^2\sin\theta\,\mathrm{E}_r + \gamma\,2r\cos\theta\,\frac{r\sin\theta}{1+3\cos^2\theta}\left(2\cos\theta\,\mathrm{E}_r + \frac{\sin\theta}{r}\mathrm{E}_\theta\right),$$

$$\partial_r\sin\theta(\partial_\theta\mathrm{E}_r - \partial_r\mathrm{E}_\theta) = \alpha\sin\theta\,\mathrm{E}_\theta + \gamma\sin\theta\,\frac{r\sin\theta}{1+3\cos^2\theta}\left(2\cos\theta\,\mathrm{E}_r + \frac{\sin\theta}{r}\mathrm{E}_\theta\right),$$

$$i\omega\mathrm{B}_\varphi = \sin\theta(\partial_r\mathrm{E}_\theta - \partial_\theta\mathrm{E}_r).$$



2. Équation différentielle du champ guidé. Forme des solutions dans la magnétosphère. — Recherchons d'abord une solution à ce second groupe sous forme d'un développement en série de puissances du paramètre $1/\gamma$, arrêté au premier ordre. Nous obtenons : 1° une relation entre E_r et E_θ exprimant l'orthogonalité du champ électrique de l'onde et du champ statique $\mathbf{B}_0$, et 2° une équation aux dérivées partielles régissant E_r :

$$2\cos\theta\, E_r + \frac{\sin\theta}{r} E_\theta = 0,$$

$$\sin\theta\,\partial_\theta(\sin\theta\,\partial_\theta E_r + 2\cos\theta\,\partial_r r E_r)$$
$$+2r\cos\theta\,\partial_r(\sin\theta\,\partial_\theta E_r + 2\cos\theta\,\partial_r r E_r) + \alpha r^2(1+3\cos^2\theta)E_r = 0.$$

Le changement de variables $L = r/(a\sin^2\theta)$ transforme cette équation en l'équation différentielle du second ordre :

$$(1)\quad \sin^2\theta\,\partial_\theta\partial_\theta E_r + 3\sin\theta\cos\theta\,\partial_\theta E_r + (\alpha a^2 L^2 \sin^4\theta(1+3\cos^2\theta) - 2\sin^2\theta)E_r = 0.$$

$u_1(L, \theta)$ et $u_r(L, \theta)$ étant deux solutions linéairement indépendantes de cette équation, respectivement symétrique et antisymétrique par rapport au plan équatorial, l'expression générale du champ électrique s'écrit :

$$(2)\quad \begin{cases} E_r = f(L)u_1(L, \theta) + g(L)u_2(L, \theta), \\ E_\theta = 2r\operatorname{cotg}\theta\, E_r. \end{cases}$$

Le champ magnétique est donné par l'expression :

$$(3)\quad \begin{cases} i\omega B_\varphi = f(L)\, w_1(L,\theta) + g(L)\, w_2(L,\theta), \\ \text{avec} \\ w_1 = -2\cos\theta\, u_1 - \sin\theta\, \partial_\theta u_1 \quad \text{et} \quad w_2 = -2\cos\theta\, u_2 - \sin\theta\, \partial_\theta u_2. \end{cases}$$

Le guidage parfait du champ par les lignes de force apparaît dans le fait que chaque ligne de force oscille indépendamment de ses voisines avec sa loi particulière définie par les fonctions u_1 et u_2. Cette propriété est une conséquence de la symétrie des solutions cherchées.

Le couplage entre les lignes de force ne peut donc s'opérer que par la frontière de la magnétosphère et par l'ionosphère, où les approximations du paragraphe 1 ne jouent plus, ainsi que par la terre, de conductivité scalaire.

3. Modèle avec loi de densité en r^{-3}. Résonances. — Le coefficient αr^2 de la formule de conductivité, dans le cas où la densité décroît proportionnellement à r^{-p} a la valeur $\mu_0\,\omega^2\,\rho_0\,a^2\,(L\sin^2\theta)^{8-p}/(1+3\cos^2\theta)\,B_{eq}^2$, ρ_0 étant la valeur de la densité à la surface de la terre et B_{eq} le module du champ du dipôle, à l'équateur et à la surface de la terre.

Si $p = 3$, l'équation différentielle prend la forme :

$$\sin^2\theta\,\partial_\theta\partial_\theta E_r + 3\sin\theta\cos\theta\,\partial_\theta E_r + (C\sin^{10}\theta - 2\sin^2\theta)\,E_r = 0,$$

avec

$$C = \frac{\mu_0\,\rho_0}{B_{eq}^2}\,a^2\,\omega^2\,L^5.$$

Cette équation admet des solutions sous forme de développements en série de puissances de sin θ et de cos θ.

Prenons comme solutions fondamentales, dans l'intervalle $(\pi/4,\ 3\,\pi/4)$ les séries :

$$(4)\quad u_1 = \sum_{\substack{n=0\\ \text{pair}}}^{\infty} A_n \cos^n\theta, \quad A_0 = 1 \qquad \text{et} \qquad u_2 = \sum_{\substack{n=1\\ \text{impair}}}^{\infty} A_n \cos^n\theta, \quad A_1 = 1$$

avec la relation de récurrence :

$$n(n-1)\,A_n = (n(n-1) - C)\,A_{n-2} + C(4\,A_{n-4} - 6\,A_{n-6} + 4\,A_{n-8} - A_{n-10}).$$

Dans l'intervalle complémentaire $(0,\ \pi/4)$, $(3\,\pi/4,\ \pi)$, nous prolongeons les solutions précédentes par combinaisons linéaires des deux séries en sin θ, qui s'écrivent :

$$(5)\quad \begin{cases} u_3 = \sum_{\substack{n=0\\ \text{pair}}}^{\infty} A_n \sin^n\theta, \\ \text{avec} \\ A_n = \dfrac{n-1}{n+2}\,A_{n-2} - \dfrac{C}{n(n+2)}\,A_{n-10} \quad \text{et} \quad A_0 = 1; \\ \\ u_4 = \dfrac{1}{\sin^2\theta} \sum_{\substack{n=0\\ \text{pair}}}^{\infty} A_n \sin^n\theta, \\ \text{avec} \\ A_n = \dfrac{n-3}{n}\,A_{n-2} - \dfrac{C}{n(n-2)}\,A_{n-10} \quad \text{et} \quad A_0 = 1,\ A_2 = 0. \end{cases}$$

Résonances. — Supposons maintenant une magnétosphère raccordée directement à une terre parfaitement conductrice. Pour chaque ligne de force l'existence, pour des périodes bien déterminées, de zéros des solutions fondamentales u_1 et u_2 à l'intersection avec la surface terrestre traduit l'existence de résonances, dans les modes du type semi-entier pour les zéros de u_1, et du type entier pour ceux de u_2.

Nous avons tracé sur la figure les périodes de résonance pour les lignes de force comprises entre L = 2 et L = 7. La constante qui fixe la loi de densité en r^{-3} a été choisie de façon à ce que, sur la ligne de force L = 4 à l'équateur, la vitesse d'Alfvén soit égale à 800 km/s ([2]).

Ces séries solutions vont nous permettre d'étudier certains problèmes aux limites relatifs à la magnétosphère. Le premier que nous aborderons sera l'étude du rayonnement d'une source de pulsations dans une magnétosphère simplifiée (sans ionosphère) fermée sur une terre de conductivité finie.

(*) Séance du 18 novembre 1974.

([1]) T. H. Stix, *The Theory of Plasma Waves*, Mc Graw Hill, 1962.
([2]) F. Glangeaud, *Thèse*, Paris, 1970.

Institut de Physique du Globe,
4, *place Jussieu,*
75230 *Paris Cedex* 05.

COMPTES RENDUS HEBDOMADAIRES DES SÉANCES DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES

CONTENTS

VOLUME 280 — SECTION B

No. 2 — SESSION OF JANUARY 13th 1975

Thermodynamics

A Study as a Function of Pressure (P < 1,100 bars) *of the Spontaneous Freezing of Droplets of Supercooled Water and Deuterated Water* (*Volumes of a Few mm³ and of a Few* μ³, by Pierre Xans and Gérard Barnaud..... 25

Experiments show that the features of the spontaneous freezing of samples of supercooled water and deuterated water submitted to pressures lower than 1,100 bars are analogous. For both H_2O and D_2O, the degree of supercooling ΔT is almost pressure independent for volumes of a few mm³, while for volumes of a few μ³ it increases as the pressure increases.

Thermic

Thermomigration in Porous Media. Evolution of the Dried Zone in a Closed System, by Serge Bories, Pierre Crausse, Khaled Ghalleb, Daniel Lemarchand and Yoshiyuki Uemura..... 29

The transient state for the moisture transfer which appears in an unsaturated porous medium under the influence of small temperature gradients has been studied by experimental and theoretical approaches. Through the experimental results, the conditions for the existence of a dried zone as well as some aspects on mass transfer mechanisms have been precized and are well confirmed by the mathematical modelling.

Solid State Physics

Ginzburg Criterion and Characteristic Dimensionality for the Localization Problem in Disordered Systems, by Gérard Toulouse and Pierre Pfeuty..... 33

The localization problem in disordered systems is considered in close analogy with the critical phenomena of phase transitions and the problems of polymer statistics. The ordered phase is identified as the energy domain of delocalized states. The homogeneous case is identified as the gaussian case. A Ginzburg criterion is derived, giving the width of the energy domain inside which disorder effects are appreciable, and showing, here also, the special role played by the space dimensionality $d = 4$. This criterion is in agreement with calculated expressions for the band tails. Some perspectives for the theory of Anderson and Mott metal-insulator transitions are discussed.

COMPTES RENDUS HEBDOMADAIRES DES SÉANCES DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES

TABLE DES ARTICLES

TOME 280 — N° 2 — SÉRIE B — SCIENCES PHYSIQUES

Séance du **13** janvier **1975**

PARTIE SCIENTIFIQUE

Thermodynamique

Étude des conditions de rupture spontanée des états de surfusion de l'eau et de l'eau lourde en volumes de l'ordre de 5 mm^3 et de quelques microns cubes en fonction de la pression ($P < 1\,100$ bars), par MM. *Pierre Xans* et *Gérard Barnaud*..... 25

Thermique

Thermomigration en milieu poreux. Évolution de la zone sèche en système fermé, par MM. *Serge Bories*, *Pierre Crausse*, *Khaled Ghalleb*, *Daniel Lemarchand* et *Yoshiyuki Uemura*..... 29

Physique des solides

Critère de Ginzburg et dimensionalité caractéristique pour le problème de la localisation dans les systèmes désordonnés, par MM. *Gérard Toulouse* et *Pierre Pfeuty*..... 33

COMPTES RENDUS HEBDOMADAIRES DES SÉANCES DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES

TABLE DES ARTICLES

TOME 280 — N° 2 — SÉRIE B — SCIENCES PHYSIQUES

Séance du 13 janvier 1975

AUTEURS

BARNAUD (Gérard). — Voir X*ans* (*Pierre*)..... 25

BORIES (Serge), Pierre CRAUSSE, Khaled GHALLEB, Daniel LEMARCHAND et Yoshiyuki UEMURA. — Thermomigration en milieu poreux. Évolution de la zone sèche en système fermé..... 29

CRAUSSE (Pierre). — Voir *Bories* (*Serge*) et *divers*.. 29

GHALLEB (Khaled). — Voir *Bories* (*Serge*) et *divers*. 29

LEMARCHAND (Daniel). — Voir *Bories* (*Serge*) et *divers*..... 29

PFEUTY (Pierre). — Voir *Toulouse* (*Gérard*)..... 33

TOULOUSE (Gérard) et Pierre PFEUTY. — Critère de Ginzburg et dimensionalité caractéristique pour le problème de la localisation dans les systèmes désordonnés..... 33

UEMURA (Yoshiyuki). — Voir *Bories* (*Serge*) et *divers*..... 29

XANS (Pierre) et Gérard BARNAUD. — Étude des conditions de rupture spontanée des états de surfusion de l'eau et de l'eau lourde en volumes de l'ordre de 5 mm³ et de quelques microns cubes en fonction de la pression ($P < 1\,100$ bars)..... 25

NOTES DES MEMBRES ET CORRESPONDANTS ET NOTES PRÉSENTÉES OU TRANSMISES PAR LEURS SOINS

THERMODYNAMIQUE. — *Étude des conditions de rupture spontanée des états de surfusion de l'eau et de l'eau lourde en volumes de l'ordre de* 5 mm^3 *et de quelques microns cubes en fonction de la pression* ($P < 1\,100$ bars). Note (*) de MM. **Pierre Xans** et **Gérard Barnaud**, transmise par M. Auguste Rousset.

L'étude expérimentale de l'eau et de l'eau lourde met en évidence un comportement analogue quant aux conditions de rupture spontanée des états de surfusion. Les degrés de surfusion respectifs en gros volume restent pratiquement constants en fonction de la pression ($P < 1\,100$ bars) tandis qu'en volume de l'ordre de quelques microns cubes on constate une augmentation du ΔT.

L'objet de la présente Note est de rapporter les résultats relatifs à l'étude de la surfusion de l'eau et de l'eau lourde en volumes de 5 mm^3 et de quelques microns cubes pour des pressions inférieures à 1 100 bars.

TECHNIQUE EXPÉRIMENTALE. — Afin d'obtenir une pression déterminée nous avons réalisé un appareillage basé sur le principe du « compresseur thermique », la pression étant produite par réchauffement en vase clos du gaz préalablement condensé à l'état liquide ([1]). Un dispositif d'analyse thermique différentielle en relation avec le compresseur permet la détection des changements d'états. Une tige tronconique, solidaire de l'enceinte, plongeant dans de l'azote liquide pour le refroidissement ou en relation avec un bain thermostaté pour le réchauffement permet d'atteindre linéairement des températures de l'ordre de — 80°C et de + 80°C pour des pressions voisines de 1 100 bars.

RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX. — 1. *Surfusion de l'eau.* — A la pression atmosphérique on obtient en général 14°C de surfusion pour des volumes de 5 mm^3 environ et (39 ± 1)°C pour des volumes de quelques microns cubes. Les expériences réalisées à des pressions

TABLEAU I

Volume ≈ 5 mm^3				Volume de quelques microns cubes				
P (bars)	T (°C) fusion	T (°C) congélation	ΔT	P (bars)	T (°C) fusion	T (°C) congélation Maximum ↓		ΔT
1....	0	−14	14	1....	0	(−37)	(−38,7) (−40,5)	38,7
230....	−1,8	−16	14,2	300....	−2,3	(−40)	(−41,8) (−43,5)	39,5
470....	−3,6	−17,8	14,2	340....	−2,6	(−40,5)	(−42,5) (−45)	39,9
520....	−4,1	−18,5	14,4	500....	−4	(−43,6)	(−46) (−47,2)	42
540....	−4,3	−18,5	14,2	740....	−6,1	(−47,5)	(−50) (−51,5)	43,9
740....	−6,1	−20,1	14	840....	−7,1	(−50,2)	(−52) (−54)	44,9
910....	−7,7	−22,5	14,2	920....	−7,8	(−51)	(−53,2) (−54,5)	45,4
1 080....	−9,4	−24,5	15,1	1 080....	−9,4	(−56)	(−58) (−60)	48,6

de plus en plus élevées montrent que le degré de surfusion varie fort peu dans le premier cas mais augmente de façon notoire dans le second (tableau I), les températures de fusion étant chaque fois en accord avec les déterminations ([2]) et ([3]).

D'autre part l'étude d'émulsions enrichies permet de mettre en évidence l'existence de plusieurs températures plus probables de congélation (une étude statistique est en cours) que l'on peut aisément rapprocher des températures de ruptures de surfusion de l'eau à la pression atmosphérique [([4]), ([5])]. Signalons les travaux de ([6]) qui semble indiquer pour différentes pressions un degré de surfusion de 20°C environ pour des gouttes d'eau, résultats qui corroborent les nôtres et qui montrent que la pression atmosphérique joue seulement le rôle d'une limite.

2. *Surfusion de l'eau lourde.* — Une étude comparable à la précédente montre que le degré de surfusion relatif à des volumes de 5 mm^3 voisin de 14°C à la pression atmosphérique ([7]) reste pratiquement constant dans le domaine de pression étudié. Par contre pour des volumes de quelques microns cubes on obtient un ΔT de l'ordre de 38,5°C ([7]) à la pression atmosphérique qui augmente régulièrement avec la pression (tableau II); les températures de fusion étant chaque fois en accord avec les déterminations de ([8]).

TABLEAU II

Volume ≈ 5 mm^3				Volume de quelques microns cubes				
P (bars)	T (°C) fusion	T (°C) congélation	ΔT	P (bars)	T (°C) fusion	T (°C) congélation Maximum ↓		ΔT
1.....	+3,8	− 9,5	13,3	1.....	+3,8	(−31)	(−34,5) (−36)	38,3
300.....	+1,7	−11,7	13,4	300.....	+1,7	(−34,8)	(−38) (−41)	39,7
400.....	+1	−12,8	13,8	400.....	+1	(−35,4)	(−39) (−42)	40,5
570.....	−0,5	−14	13,5	570.....	−0,5	(−38,5)	(−41,2) (−44)	40,7
740.....	−2	−15,5	13,5	740.....	−2	(−41)	(−43,7) (−46)	41,7
910.....	−3,6	−17,3	13,7	910.....	−3,6	(−44,5)	(−46) (−47,5)	42,4

En conclusion, il apparaît que dans le domaine de pressions étudié :

Les degrés de surfusion ΔT de 14°C pour l'eau et pour l'eau lourde obtenus pour les volumes les plus importants à la pression atmosphérique se retrouvent pour les différentes pressions, la température critique supérieure de rupture spontanée de l'état de surfusion suivant régulièrement les variations du diagramme $P = f(T)$ relatif à la glace I (eau et eau lourde).

Les degrés de surfusion ΔT voisins de 39°C pour l'eau et pour l'eau lourde à la précision des mesures près obtenus pour des volumes de quelques microns cubes à la pression atmosphérique augmentent régulièrement avec la pression. La température limite inférieure évoluant régulièrement et atteignant — 58°C pour P = 1 080 bars pour l'eau et — 46°C pour P = 910 bars pour l'eau lourde. Ce dernier point étant à rapprocher du comportement de certaines solutions salines aqueuses « hyperconcentrées » (à basses températures) ([9]), l'influence de la concentration jouant semble-t-il un rôle analogue à celui de la pression.

Ces résultats montrent en outre que les températures plus probables de rupture de surfusion observées vers — 14 et — 39°C pour l'eau ordinaire et — 9,5 et — 35°C pour

l'eau lourde, sous la pression atmosphérique normale ne peuvent pas être attribuées à des températures de changements d'état de formes « labiles » stables sous de hautes pressions.

(*) Séance du 25 novembre 1974.

(1) S. Robin, *Thèse de Doctorat d'État*, Paris, 1952.
(2) G. Tamman, *States of Aggregation*, D. Van Nostrand Co., New York, 1925.
(3) P. W. Bridgman, *The Physics of High Pressure*, G. Bell and Sons, London, 1949.
(4) C. Lafargue, *Thèse de Doctorat d'État*, Paris, 1952.
(5) C. Boned, *C.I.P.E.M.*, 1968, C. N. R. S. n° 30.160.1639.
(6) L. F. Evans, *Nature*, 206, 1965, p. 822.
(7) M. Lère-Porte, *Thèse de Doctorat d'État*, Pau, 1970.
(8) P. W. Bridgman, *Proc. Amer. Acad. Arts. Sc.*, 47, 1912, p. 441.
(9) P. Xans, *Comptes rendus*, 277, série B, 1973, p. 321.

Laboratoire de Thermodynamique et Physique moléculaire,
Institut universitaire de Recherche scientifique,
avenue Philippon,
B. P. n° 290,
64016 *Pau.*

THERMIQUE. — *Thermomigration en milieu poreux. Évolution de la zone sèche en système fermé.* Note (*) de MM. **Serge Bories, Pierre Crausse, Khaled Ghalleb, Daniel Lemarchand** et **Yoshiyuki Uemura**, présentée par M. Edmond A. Brun.

Le régime transitoire de transfert d'humidité qui se développe dans un milieu poreux non saturé sous l'influence de faibles gradients thermiques est étudié par voie expérimentale et théorique. Les résultats obtenus ont permis de préciser les conditions d'assèchement et les mécanismes de transfert de masse, aspects qui sont bien décrits qualitativement par la modélisation mathématique.

Les transferts couplés de chaleur et de masse qui se développent dans les milieux poreux non saturés sous l'influence de faibles gradients de température (thermomigration) sont analysés à partir d'une étude expérimentale et d'une simulation numérique des régimes transitoires hydrique et thermique. Les résultats présentés dans cette Note concernent les conditions d'assèchement du milieu et la vérification du modèle mathématique quant à son aptitude à rendre compte des phénomènes réels. Pour des raisons de simplicité, l'étude est limitée à l'examen de transferts unidirectionnels. Le modèle physique est un milieu poreux homogène cylindrique, limité latéralement par une surface imperméable et isolante et dans la direction de l'axe par deux sections droites (X = 0 et L) imperméables et isothermes. Les conditions initiales (teneur pondérale en eau ω_0 et température T_0 uniformes) correspondent à un état d'équilibre. Le processus de thermomigration apparaît lorsque l'on porte l'une des sections droites (X = 0) à une température constante $T_1 > T_0$. On notera que, d'une part, le modèle expérimental se comporte par rapport à la masse totale d'eau contenue dans le système, qui reste constante, comme un système fermé, mais que, d'autre part, la pression de la phase gazeuse (air et vapeur d'eau) est maintenue uniforme et égale à la pression atmosphérique.

1. L'influence de la pesanteur étant négligeable, compte tenu de la faible granulométrie du milieu, le système d'équations différentielles auquel obéissent teneur pondérale en eau ω et température T s'écrit ([1]) :

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} = \nabla\left[\mathscr{A}_m(\nabla\omega + \delta\nabla T)\right],$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \nabla(\mathscr{A}_q \nabla T) + \frac{\varepsilon' Q_{ve}}{C^*}\frac{\partial \omega}{\partial t},$$

où $\mathscr{A}_m$, $\mathscr{A}_q$ et C^* représentent respectivement les diffusivités massique et thermique et la capacité calorifique du milieu, δ le coefficient de thermomigration, ε' le taux de changement de phase et Q_{ve} la chaleur de vaporisation de l'eau [([3]), ([4])]. $\mathscr{A}_m$, $\mathscr{A}_q$, δ, ε', Q_{ve} et C^* étant fonctions de ω et de T, la résolution analytique de ce système est très complexe dans le cas général. Une solution approchée peut, néanmoins, être obtenue en supposant, en première approximation, que ces coefficients sont constants [([2]), ([4])]. Dans le cadre de ces approximations et en complétant l'ensemble des conditions initiales et aux limites déjà explicitées correspondant, par :

$$\frac{\partial \omega}{\partial X} + \delta\frac{\partial T}{\partial X} = 0 \quad \text{pour } X = 0 \quad \text{et} \quad X = L \quad \text{à } t > 0,$$

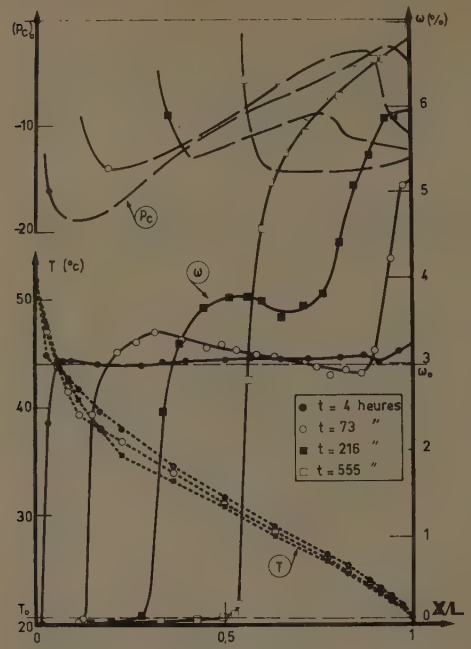


Fig. 1

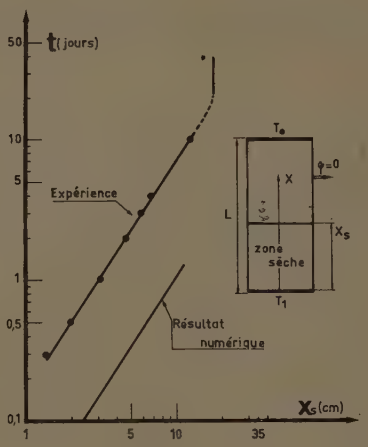


Fig. 2

les distributions de température et d'humidité sont représentées, en régime permanent, par :

$$T = T_0 + (T_1 - T_0)\left(1 - \frac{X}{L}\right) \qquad \text{et} \qquad \omega = \omega_0 + \delta (T_1 - T_0)\left(\frac{X}{L} - 0{,}5\right).$$

Une telle solution n'a de sens physique que dans la mesure où ω reste positif dans tout le domaine [0, L) c'est-à-dire si $\delta (T_1 - T_0)/\omega_0 < 2$.

En faisant intervenir le nombre de Posnov P_n ([1]), la condition précédente peut s'écrire :

$$\frac{\delta (T_1 - T_0)}{\omega_0} = P_n T_1^*, \qquad \text{avec} \quad P_n = \frac{\delta T_0}{\omega_0} \quad \text{et} \quad T_1^* = \frac{T_1 - T_0}{T_0}.$$

Lorsque les conditions expérimentales sont telles que $P_n T_1^* > 2$, la solution proposée ci-dessus pour le régime permanent hydrique permet d'induire l'existence d'un phénomène particulier, caractérisé par l'assèchement partiel du milieu poreux.

2. La vérification expérimentale de la condition d'assèchement a été réalisée au moyen d'une série de cellules constituées de tubes en plexiglas (diamètre intérieur : 5 cm, longueur 35 cm) contenant le milieu poreux. Les extrémités des cellules sont fermées par des embouts métalliques maintenus à des températures constantes par circulation d'eau et l'isolation thermique latérale est réalisée au moyen d'un dispositif de garde. Les profils de température sont déterminés à partir de mesures effectuées au moyen de thermocouples et les profils hydriques par « découpage » du milieu et pesée des échantillons avant et

après passage à l'étuve. Le milieu poreux était un sable quartzique à granulométrie serrée (100 à 125 µm) et les conditions expérimentales définies par $\omega_0 = 1,5, 2,9$ ou $7,2\ \%$ et ($T_0 = 7°C$; $T_1 = 37°C$) ou ($T_0 = 20,5°C$, $T_1 = 55,5°C$).

D'après les estimations faites du coefficient δ, de telles conditions thermiques devraient entraîner l'existence d'un assèchement pour les valeur de ω_0 respectivement égales à 1,5 et $2,9\ \%$.

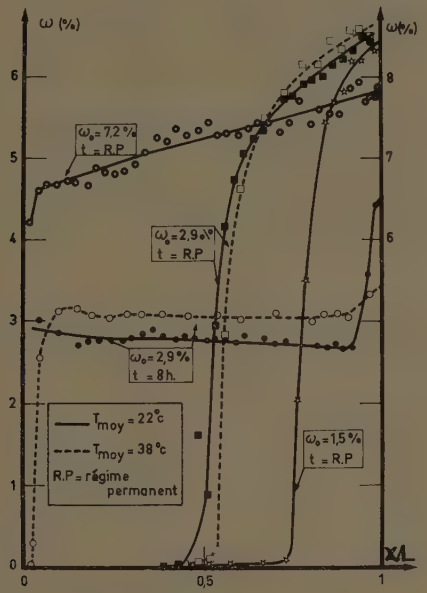


Fig. 3

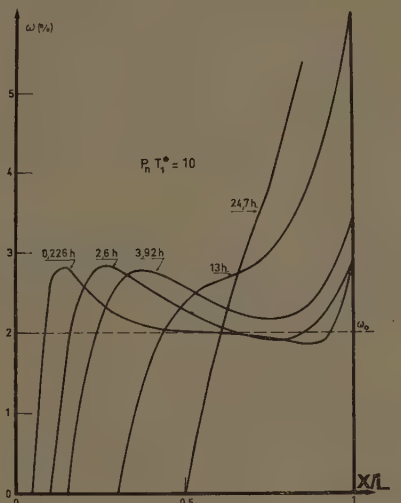


Fig. 4

2.1. *Évolutions de la teneur en humidité et de la température en régime transitoire.* — Conformément aux prévisions de l'analyse et en accord avec les observations effectuées par ailleurs ([2]), on constate tout d'abord que l'existence d'une zone sèche est bien confirmée (*fig.* 1). Les résultats montrent, en outre, que l'extension de cette zone est sensiblement proportionnelle à la racine carrée du temps au cours des premiers jours d'expérience, cette zone se stabilisant ensuite jusqu'au régime permanent (*fig.* 2).

La conductivité thermique du milieu poreux étant très fortement dépendante de la teneur en humidité, la transition entre la zone sèche et le milieu humide se traduit par une discontinuité du gradient de température.

Le système étant fermé, l'apparition d'une zone sèche s'accompagne d'un accroissement de la teneur en eau dans la zone restée humide. A ce propos, bien que la diffusion moléculaire en phase vapeur soit généralement considérée comme le mécanisme prépondérant du transfert, il semblerait, compte tenu des gradients de succion existant au sein du milieu (les valeurs de la succion ont été estimées et non directement mesurées) que la contribution de l'écoulement en phase liquide au drainage des zones chaudes n'est pas négligeable, cette remarque étant d'ailleurs confirmée par les résultats qui suivent.

2.2. *Influence de la température et de la teneur en humidité moyennes.* — La courbe de pression de vapeur saturante de l'eau ayant, en fonction de T, une allure sensiblement

parabolique, il s'ensuit que pour une teneur en humidité donnée, le gradient de concentration en vapeur dans la phase gazeuse dépend très fortement de la température. Ce gradient de concentration étant un des facteurs importants du transfert, sa contribution particulière au phénomène de thermomigration peut donc être modifiée en réalisant des expériences à des températures moyennes différentes, ω_0 et $T_1 - T_0$ restant identiques, ce qui permet d'apprécier l'importance des déplacements d'eau en phase liquide.

Les profils hydriques obtenus au terme des huit premières heures d'essai correspondant à de telles expériences présentent des différences extrêmement nettes (*fig.* 3). En particulier, le développement de la zone sèche, très apparent pour les expériences réalisées à la température moyenne de 38°C, est inexistant lorsque la température n'est que de 22°C. Dans ce dernier cas, il existe, par contre, une accumulation importante d'humidité au voisinage de la limite froide et comme la diffusion en phase vapeur est moindre à 22 qu'à 38°C, ceci semblerait confirmer que l'écoulement en phase liquide est loin d'être négligeable. Bien que ces résultats ne modifient pas sensiblement les explications phénoménologiques antérieures, ils nous paraissent cependant de nature à mieux préciser le rôle de l'écoulement en phase liquide.

L'influence de la température moyenne est moins nette pour des temps plus grands et les profils de teneur en eau sont pratiquement identiques en régime permanent, étant donné que les valeurs du produit $P_n T_1^*$ ne sont pas très largement distinctes pour les deux séries d'essais.

Les températures moyennes et les écarts de température entre surfaces limites étant identiques, on remarquera que, d'une manière générale, le transfert d'humidité est plus faible lorsque la teneur en humidité initiale est plus grande et que l'extension de la zone sèche est d'autant plus importante que la teneur en humidité initiale ω_0 est faible, résultats qualitativement en accord avec la solution analytique.

3. Afin de juger l'aptitude du modèle mathématique à rendre compte des phénomènes observés, une simulation numérique des régimes transitoires a été réalisée en supposant les coefficients constants. On remarquera que les résultats obtenus, aussi bien en ce qui concerne l'évolution des profils d'humidité que la loi d'extension de la zone sèche, en fonction du temps, rendent bien compte pour l'essentiel des phénomènes observés (*fig.* 2 et 4).

M. Daniel Lemarchand a contribué à l'étude expérimentale.

(*) Séance du 2 décembre 1974.

(1) A. V. Luikov, *Transport de chaleur et de masse dans les corps poreux capillaires*, Traduction Institut Français du Pétrole, réf. 10974, septembre 1964.

(2) A. Maaledj, *Contribution à l'étude de la thermomigration de l'eau dans les milieux poreux* (Thèse de 3e *Cycle*, Paris, 1968).

(3) S. Bories et K. Ghalleb, *Transfert de chaleur et de masse dans les milieux poreux non saturés*, Rapport G. E. n° 8, novembre 1972.

(4) K. Ghalleb, *Transfert de chaleur et de masse dans les milieux poreux non saturés sous l'influence de faibles gradients thermiques* (*Thèse de* 3e *Cycle*, Toulouse, 1972).

Groupe d'Étude I. F. P.-I. M. F.
sur les milieux poreux,
Institut de Mécanique des fluides,
Laboratoire associé au C. N. R. S.,
2, *rue Camichel,*
31071 *Toulouse Cedex.*

PHYSIQUE DES SOLIDES. — *Critère de Ginzburg et dimensionalité caractéristique pour le problème de la localisation dans les systèmes désordonnés.* Note (*) de M. **Gérard Toulouse** et **Pierre Pfeuty**, présentée par M. André Guinier.

On souligne et on précise certaines analogies entre, d'une part, le problème de la localisation et, d'autre part, les problèmes des phénomènes critiques des transitions de phase et de la statistique des polymères. Un critère de Ginzburg est dérivé, montrant, là aussi, le rôle particulier joué par la dimensionalité d'espace $d = 4$.

Soit, à titre d'exemple, l'équation de Schrödinger pour un électron dans un potentiel aléatoire. De manière générale ([1]), on s'attend à ce qu'il existe un seuil en énergie E_c tel que les états d'énergie $E > E_c$ soient délocalisés et les états d'énergie $E < E_c$ localisés. Le seuil E_c est communément appelé seuil de mobilité et la transition entre régime localisé et régime délocalisé est souvent dénommée transition d'Anderson.

Il saute aux yeux que cette transition ressemble à une transition de phase, l'énergie jouant d'une certaine manière le rôle de la température, E_c le rôle de T_c, et la taille d'une orbitale localisée le rôle de la longueur de corrélation. Pour développer plus avant cette idée, il convient de déterminer laquelle des deux phases, localisée ou délocalisée, joue le rôle de phase « ordonnée », quel est le paramètre d'ordre, quelle est la nature de la transition, quelle est la signification physique du champ conjugué au paramètre d'ordre, etc. A notre connaissance, il n'a été répondu jusqu'ici qu'à la première question et, de notre point de vue, la réponse a été incorrecte. En effet, il a été proposé que la phase ordonnée était la phase localisée alors que, selon nous, la phase ordonnée est la phase délocalisée. Nous allons dans la suite traiter le problème de la localisation en soulignant de la manière la plus étroite possible les analogies avec les transitions de phase.

En l'absence de désordre, dans un système homogène de potentiel constant (pris comme zéro d'énergie), la fonction de Green à un électron G (E, R) se comporte asymptotiquement en $[\exp(i\sqrt{E}\,R)]/R^{d-2}$, où d est la dimensionalité d'espace. La forme gaussienne de la fonction de Green, qui joue le rôle de fonction de corrélation, indique que le cas homogène correspond au cas gaussien des transitions de phase. Pour les énergies négatives, $E < 0$, la fonction de Green est réelle et décroît exponentiellement à grande distance; le seuil de mobilité est à $E = 0$; pour $E > 0$, la fonction de Green devient complexe. A partir de l'expression pour la fonction de Green, on obtient les valeurs de plusieurs exposants critiques. Ainsi le rayon de localisation ξ diverge au voisinage du seuil comme $(-E)^{-\nu}$ avec ici $\nu = 1/2$; au seuil (ici $E = 0$) la fonction de Green décroît en loi de puissance, $G(O, R) \sim 1/R^{d-2+\eta}$, avec ici $\eta = 0$. Enfin la densité d'état $n(E)$, liée au comportement de la fonction de Green à courte distance, varie (dans la région $E > 0$ où elle est non nulle) en $E^{1-\alpha}$, avec ici $\alpha = (4 - d)/2$. Bien entendu, les valeurs obtenues ici pour les exposants critiques sont les valeurs gaussiennes.

En présence de désordre, dû par exemple à une concentration c d'impuretés, on a affaire à un système inhomogène de potentiel variable dans l'espace. Ces fluctuations spatiales du potentiel entraînent un déplacement du seuil de mobilité qui passe de $E = 0$ à $E = E_c$. Ce déplacement du seuil est l'analogue du déplacement de T_c, par rapport à la valeur de champ moyen, pour les transitions de phase. Dans les deux cas, la valeur de ce déplacement est une quantité de peu d'universalité. Toutes choses étant égales par ailleurs,

il y a cependant un effet systématique de la dimensionalité d'espace. Le déplacement augmente lorsque la dimensionalité diminue et dans un sens qui tend à réduire le domaine d'existence de la phase ordonnée. On sait que, en général, il ne peut exister de phase ordonnée à température finie pour les systèmes à une dimension (T_c rejeté à zéro). On sait aussi que, en général, tous les états sont localisés dans les systèmes désordonnés unidimensionnels (E_c repoussé à l'infini). La comparaison entre ces deux résultats fournit un argument très direct pour identifier la phase localisée comme phase désordonnée.

Il s'agit maintenant d'estimer la taille du domaine d'énergie dans lequel les effets de désordre sont appréciables. Il s'agit, autrement dit, de trouver l'équivalent du critère de Ginzburg, donnant la taille de la région critique pour les transitions de phase.

L'argument est le suivant; on considère un volume sphérique, de rayon le rayon de localisation ξ, et l'élargissement en énergie δE d'un niveau, d'énergie non perturbée E, dû aux fluctuations aléatoires du nombre d'impuretés dans un tel volume; la comparaison entre E et δE fournit le critère recherché. Le nombre moyen d'impuretés dans un volume de rayon ξ est

$$N = c\,\xi^d;$$

le rapport de l'élargissement δE au déplacement systématique ΔE est alors

$$\frac{\delta E}{\Delta E} \sim \frac{1}{\sqrt{N}};$$

le déplacement ΔE est linéaire en c, si bien que

$$\delta E \sim c^{1/2}\,\xi^{-d/2}.$$

Remplaçant ξ par son expression gaussienne $\xi \sim |E|^{-1/2}$, on obtient $\delta E/E \sim 1$ lorsque

$$c \sim |E|^{(4-d)/2} \sim |E|^{\alpha_G}, \tag{1}$$

où α_G est la valeur gaussienne de α. Dans l'expression (1), la valeur de $|E|$ fournit une estimation du domaine d'énergie perturbé par la concentration c d'impuretés :

$$|E| \sim c^{1/\alpha_G}.$$

L'analogie avec le cas des transitions de phase est frappante, que ce soit pour les corrections au régime de champ moyen ou pour l'effet d'impuretés sur une transition ([2]). Noter que dans tous ces cas, intervient l'exposant α du système non perturbé.

Du critère (1), découle la conséquence suivante : la largeur du domaine d'énergie perturbé décroît lorsque la dimensionalité augmente jusqu'à la dimensionalité caractéristique $d_c = 4$. Pour les dimensionalités supérieures $d > 4$, on s'attend que les exposants critiques aient les valeurs gaussiennes (ou classiques).

Il est intéressant de noter que le critère de Ginzburg (1) est en accord avec les résultats obtenus pour la densité d'état en bas de bande. Il a été obtenu en effet, pour $d = 3$, ([3]) :

$$n(E) \sim \exp\left(-\frac{|E|^{1/2}}{w}\right),$$

où $w \sim c$, et par un calcul exact ([4]) pour $d = 1$,

$$n(E) \sim \exp\left(-\frac{|E|^{3/2}}{w}\right).$$

L'existence d'une dimensionalité caractéristique $d_c = 4$ suggère immédiatement d'effectuer des développements en $(4 - d)$ pour obtenir les valeurs des exposants critiques aux dimensionalités inférieures. Il existe toutefois de bonnes raisons de penser que les calculs ont déjà été faits, le problème de la localisation correspondant au cas $n = 0$ (n = dimensionalité du paramètre d'ordre) des transitions de phase.

Il est d'abord clair que si le problème de la localisation correspond à une certaine valeur de n, cette valeur ne peut être que $n = 0$. Le rapport entre valeur $n = 0$ et problèmes de désordre a été noté par S. K. Ma (communication non publiée, 1973), omettant cependant de discerner qu'il s'agissait du problème de la localisation. Par ailleurs, les analogies entre problème de la localisation et problème du volume exclu des polymères, dont on sait maintenant qu'il correspond à $n = 0$, ont été notées dans le passé par divers auteurs. Il est d'ailleurs frappant de constater que les théories approchées de la localisation, et les valeurs des exposants critiques qu'elles obtiennent, sont en strict parallèle avec des résultats anciens pour la statistique des polymères, résultats dont on sait maintenant qu'ils sont erronés.

Sans attendre la démonstration, ou l'infirmation, de cette conjecture théorique, on peut considérer quelques perspectives intéressantes. D'abord il convient de noter que le problème de la localisation intervient dans de nombreux problèmes, autres qu'électroniques : localisation de phonons, de magnons,... Pour les systèmes d'électrons, le problème de la localisation est pertinent pour les transitions du type métal-isolant ([1]). Il existe de nombreux résultats expérimentaux pour la variation de la conductivité en fonction de la fréquence ou de la température, pour la variation de la susceptibilité magnétique, etc. Les résultats empiriques suggèrent l'existence d'une grande universalité pour les valeurs des exposants. L'enjeu théorique est d'obtenir des relations entre ces exposants (lois d'échelle) et de calculer leurs valeurs, en faisant mieux que les estimations de type champ moyen. Il est pour cela nécessaire de démêler les effets à un électron des effets d'interaction entre électrons (statistique de Fermi et interaction proprement dite). A cet égard, on peut se demander si, par analogie avec le cas des polymères ([5]), les effets d'interaction entre particules ne peuvent être simulés par l'introduction d'un champ couplé au paramètre d'ordre. Il serait de toute façon souhaitable d'avoir un formalisme unifié pour décrire les cas intermédiaires entre transition d'Anderson et transition de Mott.

Enfin, il convient de rappeler en terminant les liens étroits entre le problème de la localisation et le problème de la percolation classique en notant que, contrairement aux apparences de simplicité, le premier problème apparaît maintenant peut-être plus accessible que le second.

(*) Séance du 25 novembre 1974.

(1) Pour une excellente revue du problème de la localisation, *voir* D. J. Thouless, *Phys. Reports*, 13 C, n° 3, 1974. *Voir* aussi N. F. Mott, *Metal Insulator Transitions*, Taylor and Francis, 1974.

(2) G. Toulouse et P. Pfeuty, *Introduction au groupe de renormalisation et à ses applications*, Presses universitaires de Grenoble (à paraître en 1975).

(3) R. A. Abram et S. F. Edwards, *J. Phys.*, C 5, 1972, p. 1183.

(4) B. I. Halperin, *Phys. Rev.*, A 139, 1965, p. 104.

(5) J. Des Cloizeaux (à paraître dans le *Journal de Physique*).

Laboratoire de Physique des Solides,
Bât. 510,
91400 *Orsay*.

COMPTES RENDUS HEBDOMADAIRES DES SÉANCES DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES

CONTENTS

VOLUME 280 — SECTION B

No. 3 — SESSION OF JANUARY 20th 1975

Fluid Mechanics

On the Rise Velocity of Long Bubbles of Random Shape in a Non-Viscous Liquid Flow, by Jean-Michel Filtremann 37

The statistical analysis of long gas bubbles of random shape propagating in a turbulent pipe flow provides a mean void-traction profile. The rise velocity of an axisymetric bubble of definite shape having the same void-fraction profile is calculated to give an idea of the gas velocity.

Magnetism

Paramagnetic and Antiferromagnetic Resonances of Gd^{3+} *Ions in* $GdCrO_3$, by André Marchand. 41

The gadolinium chromite crystallises in a structure of space group D_{2h}^{16}-P*b n m*. The Gd^{3+} ions order magnetically at a Néel temperature of 4 K. The *g* value is 2.01 ± 0.01, the local effective field $\sqrt{2H_E H_A}$ is about 5,100 Oe at 2.5 K.

Cristallography

Crystallographic Structure of Ni_3Zr *Compound*, by Christian Bècle, Gérard Develey, Jean-Louis Glimois and Michel Saillard 43

The intermediate phase Ni_3Zr has been isolated. Its structure and that of Ni_3Sn are isomorphous.

Thin Layer

Electron Microscopic and Diffraction Study of the Structure of Silver and Tellurium Double Layers Prepared by Vacuum Evaporation, by Nobuzo Terao, Aurel Berghezan and Candida Gheorghiță-Oancea. 45

The structure of the partially superposed thin evaporated films of silver and tellurium is examined by electron microscopy and electron diffraction. The formation of the two phases, α-Ag_2Te and Ag_5Te_3 and the appearance of a metal depleted zone occur by the predominent diffusion of silver into tellurium.

COMPTES RENDUS HEBDOMADAIRES DES SÉANCES DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES

TABLE DES ARTICLES

TOME 280 — N° 3 — SÉRIE B — SCIENCES PHYSIQUES

Séance du **20** janvier **1975**

PARTIE SCIENTIFIQUE

Mécanique des fluides

Sur la vitesse ascensionnelle de poches de gaz de forme aléatoire dans un écoulement de liquide peu visqueux, par M. *Jean-Michel Fitremann* 37

Magnétisme

Résonances paramagnétique et antiferromagnétique du gadolinium dans $GdCrO_3$, par M. *André Marchand* 41

Cristallographie

Structure cristalline du composé Ni_3Zr, par MM. *Christian Bècle*, *Gérard Develey*, *Jean-Louis Glimois* et *Michel Saillard* 43

Couches minces

Étude par microscopie et diffraction électronique de la structure de doubles couches d'argent et de tellure, préparées par évaporation sous vide, par MM. *Nobuzo Terao*, *Aurel Berghezan* et M^me^ *Candida Gheorghiță-Oancea* 45

COMPTES RENDUS HEBDOMADAIRES DES SÉANCES DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES

TABLE DES ARTICLES

TOME 280 — N° 3 — SÉRIE B — SCIENCES PHYSIQUES

Séance du **20** janvier **1975**

AUTEURS

BÈCLE (Christian), Gérard DEVELEY, Jean-Louis GLIMOIS et Michel SAILLARD. — Structure cristalline du composé Ni_3Zr 43

BERGHEZAN (Aurel). — Voir *Nobuzo Terao* et *divers* 45

DEVELEY (Gérard). — Voir *Christian Bècle* et *divers* 43

FITREMANN (Jean-Michel). — Sur la vitesse ascensionnelle de poches de gaz de forme aléatoire dans un écoulement de liquide peu visqueux 37

GHEORGHITĂ-OANCEA (M^me^ Candida). — Voir *Nobuzo Terao* et *divers* 45

GLIMOIS (Jean-Louis). — Voir *Christian Bècle* et *divers* 43

MARCHAND (André). — Résonances paramagnétique et antiferromagnétique du gadolinium dans $GdCrO_3$ 41

SAILLARD (Michel). — Voir *Christian Bècle* et *divers* 43

TERAO (Nobuzo), Aurel BERGHEZAN et M^me^ Candida GHEORGHITĂ-OANCEA. — Étude par microscopie et diffraction électronique de la structure de doubles couches d'argent et de tellure préparées par évaporation sous vide 45

NOTES DES MEMBRES ET CORRESPONDANTS ET NOTES PRÉSENTÉES OU TRANSMISES PAR LEURS SOINS

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Sur la vitesse ascensionnelle de poches de gaz de forme aléatoire dans un écoulement de liquide peu visqueux.* Note (*) de M. **Jean-Michel Fitremann**, présentée par M. Edmond-A. Brun.

L'analyse statistique de poches de gaz de forme aléatoire se propageant au sein d'un écoulement turbulent permet de calculer la répartition moyenne du « vide » dans une poche. On calcule ensuite la vitesse ascensionnelle d'une bulle axisymétrique ayant la même répartition du vide afin d'obtenir une idée de la vitesse du gaz.

1. L'observation et la cinématographie ultra rapide montrent que les poches de gaz qui se forment naturellement dans un écoulement turbulent diphasique par coalescence de petites bulles n'ont pas, si le diamètre est suffisant, la forme régulière observée par Taylor, Dumitrescu, et autres observateurs ([1]). Au contraire, la bulle subit de violentes déformations et le film fluide est sujet à des ondulations de forte amplitude.

Nous utilisons la méthode statistique décrite par Delhaye ([2]) pour calculer la répartition du gaz en moyenne. Rappelons brièvement qu'une variable moyennée sur la section est désignée par $\langle f_i \rangle$, les indices i (L ou G) se référant au liquide ou au gaz; la moyenne sur un ensemble de réalisations est désignée par $\bar{f}_i$ et la moyenne totale par $\langle \bar{f}_i \rangle$. La discussion de l'utilisation de ces moyennes est donnée par Delhaye ([2]), ou Fitremann ([3]). On trouvera les équations fondamentales de la mécanique des fluides diphasiques dans les mêmes références. R désigne la fraction de vide dans une section droite du tube supposé vertical, w_L et w_G les vitesses axiales du liquide et du gaz, ρ_L et ρ_G les masses volumiques et p la pression. L'hypothèse la plus importante de notre calcul est l'hypothèse de propagation : on suppose qu'il existe un référentiel de vitesse U dans lequel les grandeurs physiques moyennées ne dépendent plus du temps, autrement dit, les grandeurs physiques sont des fonctions de la seule variable $z-Ut$, ou encore $\partial/\partial t \equiv -U\,(\partial/\partial z)$.

Les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement s'écrivent alors :

$$\frac{\partial}{\partial z}\overline{\rho_L(1-R)(\langle w_L\rangle - U)} = 0, \tag{1}$$

$$\frac{\partial}{\partial z}\overline{\rho_L(1-R)(\langle w_L\rangle^2 - U\langle w_L\rangle)} = \frac{\partial}{\partial z}\overline{p(1-R)} - \overline{\rho_L(1-R)g} - \frac{1}{A}\overline{\int_{C'} p\,\mathrm{tg}\,\theta\,dl} + \frac{1}{A}\overline{\int_C \tau_0\,dl}, \tag{2}$$

$$\frac{\partial}{\partial z}\rho_G\overline{R(\langle w_G\rangle - U)} = 0, \tag{3}$$

$$\frac{\partial}{\partial z}\rho_G\overline{R(\langle w_G\rangle^2 - U\langle w_G\rangle)} = -\frac{\partial}{\partial z}\overline{Rp} - \overline{\rho_G R g} + \frac{1}{A}\overline{\int_{C'} p\,\mathrm{tg}\,\theta\,dl}. \tag{4}$$

C′ est l'intersection d'une poche de gaz avec le plan de section droite du tube;

C est la frontière de l'écoulement dans une section droite sur laquelle on suppose que n'existe que le liquide ([4]);

A est l'aire de la section du tube;

θ est l'angle de la normale à la surface de la poche de gaz et de la normale à C′ au même point.

On remarque que le tenseur des contraintes a été réduit à sa partie diagonale au sein de l'écoulement, mais que l'on a gardé la contrainte pariétale ainsi que le suggère l'hypothèse de la turbulence de l'écoulement.

2. Pour simplifier les équations (1) à (4) nous faisons les remarques suivantes :

— Si les vitesses varient peu au sein de l'écoulement, les moyennes de produits peuvent être séparées en produits de moyenne et la fraction de vide moyenne $\overline{R} = \langle \alpha \rangle$ introduite. Cette hypothèse est en accord avec l'idée que l'on se fait des profils de vitesse en écoulement turbulent.

— On identifie $\langle w_G \rangle$ et U si le gaz ne se transporte que sous forme de grosses poches de vitesse ascensionnelle U. Cette hypothèse n'est qu'approchée car dans l'intervalle de deux poches consécutives existent de petites bulles, ainsi tout le gaz ne se transporte pas avec la vitesse U. Toutefois, nous pensons qu'en première approximation, on peut traiter le milieu fluide dans lequel se propage les poches de gaz comme un fluide homogène de densité réduite. Nous supposons ainsi que la dynamique des grosses poches de gaz n'est affectée que par réduction de la densité apparente du liquide et $\langle w_G \rangle$ représente alors la vitesse moyenne du gaz contenu dans les poches.

— La pression est probablement uniforme dans une section, car les phénomènes de tension superficielle peuvent être négligés : $\bar{p} = p(z)$.

— Dans toute la longueur de la poche, on peut également négliger le frottement pariétal, $\tau_0 \simeq 0$.

Avec ces hypothèses, les équations (3) et (4) sont identiquement vérifiées car

$$\frac{\partial \overline{R}}{\partial z} = \frac{1}{A}\overline{\int \operatorname{tg}\theta \, dl}$$

est une définition de $\overline{R}$. Il reste les équations (1) et (2) qui deviennent :

$$\rho_L(1-\overline{R})(\overline{\langle w_L \rangle} - U) = \text{Cte} = -m, \tag{5}$$

$$-m\frac{\partial \overline{\langle w_L \rangle}}{\partial z} = -\rho_L(1-\overline{R})g \tag{6}$$

(dans la poche de gaz uniquement).

La valeur de m peut être calculée dans le bouchon liquide.

3. Un cas simple est celui d'un liquide immobile à l'amont de la poche; on trouve alors

$$\frac{1}{(1-\overline{R})^2} - 1 = -\frac{2gz}{U^2} \tag{7}$$

z est négatif, compté à partir du « sommet » de la poche de gaz défini par $\overline{R}(0) = 0$.

On peut calculer, par la technique de l'écoulement potentiel, la vitesse ascensionnelle d'une bulle axisymétrique ayant la répartition du vide donnée par (7). Par exemple, dans un tube circulaire de rayon a, on utilise les potentiel et fonction de courant suivants :

$$\varphi = -U z' + U a \sum_{n=1}^{p} C_n J_0\left(K_n \frac{r}{a}\right) e^{K_n z'/a}, \qquad z' = |z|,$$

$$\psi = -U\frac{r^2}{2} + U a \sum_{n=1}^{p} C_n J_1\left(K_n \frac{r}{a}\right) e^{K_n z'/a} \quad \text{avec} \quad J_1(K_n) = 0.$$

En utilisant un développement limité au voisinage du sommet comme le propose Comolet ([5]), on obtient une série infinie d'équations. En choisissant $p = 3$, on peut vérifier toutes les conditions, y compris la condition dynamique $\varphi_r^2 + \varphi_z^2 = 2 g z'$ jusqu'au deuxième ordre. Les équations sont successivement, si l'on pose $\sum_i = \sum_{n=1}^{2} C_n K_n^i$,

$$z'/a = \frac{U^2}{ga}\frac{r^2}{a^2} + \frac{3U^2}{2ga}\frac{r^4}{a^4} + \ldots, \tag{8}$$

forme de la bulle donnée par (7);

$$\sum_1 = 1, \tag{9}$$

qui exprime que le sommet de la bulle est situé en $z' = 0$;

$$\frac{\psi(z', r)}{r^2} = 0, \tag{10}$$

qui donne la surface de la bulle et qu'on identifie à (8) après l'avoir développée sous la forme

$$z'/a = f(r^2/a^2) = A_1\frac{r^2}{a^2} + A_2\frac{r^4}{a^4} + \ldots;$$

$$\sum_2 = 2\sqrt{2}, \tag{11}$$

qui est la condition dynamique développée au premier terme en r^2/a^2.

Le système n'est compatible que pour une certaine valeur de U^2/ga.

La solution des équations (8) à (11) donne $U = 0{,}315\sqrt{g D}$, si $D = 2a$ est le diamètre du tube.

La vitesse escensionnelle d'une bulle dont la forme est donnée par (7) est donc de 10 % inférieure à celle des bulles décrites par Taylor.

4. Dans le cas où il y a à l'amont une vitesse moyenne $\mathcal{U}$, la répartition du vide est donnée par

$$\frac{1}{(1-R)^2} = 1 - \frac{2gz}{(U-\mathcal{U})^2}. \tag{12}$$

L'analyse de la vitesse ascensionnelle d'une bulle axisymétrique ayant la même répartition du vide reposant sur un développement limité au voisinage du point d'arrêt, il conviendra de prendre, comme vitesse à l'infini amont, la valeur maximale U_m de la vitesse.

L'équation dynamique s'écrit alors :

$$\sum_2 = 2\sqrt{2}\left|\frac{U-\mathcal{U}}{U-U_m}\right|$$

et la solution du système équivalent à (8) ... (11) donne

$$U = 0{,}315\sqrt{gD}+1{,}44\,\mathcal{U}+O(\mathcal{U}^2), \tag{13}$$

où l'on a choisi la valeur $U_m = 1{,}2\,\mathcal{U}$ qui est celle d'un écoulement pleinement turbulent.

La valeur de $\partial U/\partial\mathcal{U} = 1{,}44$ est supérieure à la valeur classique 1,2 ([6]) pour des bulles de type Taylor de forme bien définie.

Les expériences permettant de contrôler la validité du résultat (13) sont délicates à effectuer compte tenu de l'hypothèse de non-glissement du gaz. Toutefois, l'introduction d'une formule du genre (13), $U = U_\infty + C_1\,\mathcal{U}$ a été utilisée avec succès pour la prédiction du gradient de pression par de nombreux auteurs et des valeurs de C_1 supérieures à 1,2 et pouvant aller jusqu'à 1,6 ont donné de bons résultats pour la prédiction des écoulements à poches et bouchons dans des tubes de grand diamètre ([7]).

(*) Séance du 25 novembre 1974.

([1]) Davies et Taylor, *Proc. Roy. Soc. London*, 200 A, 1950, p. 375-390; Dumitrescu, *Angew Math. Mech.*, 23, n° 3, 1943, p. 139.

([2]) Delhaye, *Équations fondamentales des écoulements diphasiques*, 1 et 11, S.T.T., G.E.N.G., 1966.

([3]) Fitremann, *Les grandeurs physiques dans les écoulements à deux phases* (*XII^e Journées de l'Hydraulique*, S.H.F., 1972) et également *Remarques sur les moyennes et les équations phasiques et diphasiques* (*Note du laboratoire de Mécanique expérimentale des fluides*, 1971).

([4]) P. Adler a montré en effet que dans certaines conditions l'hypothèse d'absence de gaz à la paroi était justifiée par les équations fondamentales. P. Adler, *Étude dynamique d'un écoulement biphasique établi dans un canal rectangulaire très allongé*, C.E.A., S.E.E., Saclay.

([5]) Comolet, *Comptes rendus*, 272, série A, 1971, p. 1213 et également 276, série A, 1973, p. 1241.

([6]) Nicklin et coll., *Trans. Inst. Chem. Ing.*, 40, 1962, p. 61-68.

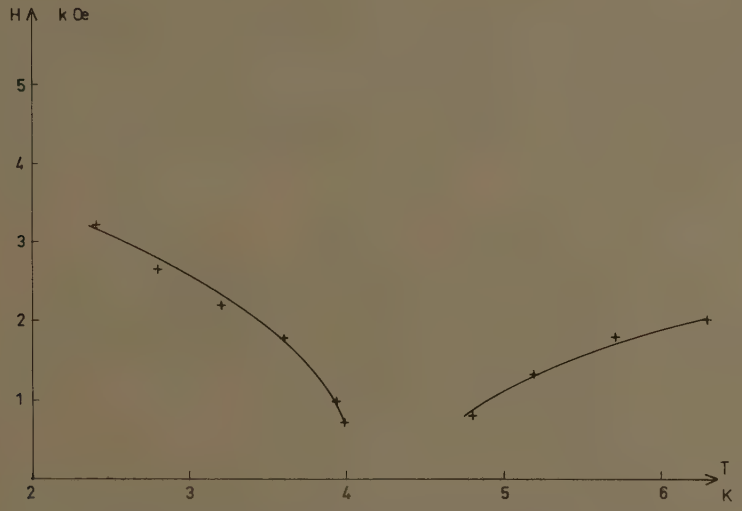
([7]) Porte, S.T.T., C.E.A. Saclay, Communication privée.

Laboratoire de Mécanique expérimentale des Fluides,
Campus d'Orsay,
Bât. 502,
91405 *Orsay*.

MAGNÉTISME. — *Résonances paramagnétique et antiferromagnétique du gadolinium dans* $GdCrO_3$. Note (*) de M. **André Marchand**, transmise par M. Louis Néel.

Le chromite de gadolinium peut être décomposé en un réseau antiferromagnétique d'ions chrome et en un autre réseau antiferromagnétique d'ions gadolinium. Dans ce composé, le facteur g du gadolinium est $2{,}01 \pm 0{,}01$; le champ interne effectif $(2H_E H_A)^{1/2}$ vu par le gadolinium est 5 100 Oe à 2,5 K.

Le composé $GdCrO_3$ cristallise dans la structure pérovskite rhomboédrique distordue de groupe d'espace $D_{2h}^{16}-P\,b\,n\,m$ (1). Ce chromite possède deux températures de Néel $\theta_{N1} = 170$ K et $\theta_{N2} = 4$ K, auxquelles s'ordonnent respectivement les ions Cr^{3+} et Gd^{3+} (2).



Champ de résonance en fonction de la température à 9,3 GHz; la température de Néel du sous-réseau de gadolinium est 4 K.

RÉSONANCE PARAMAGNÉTIQUE DU GADOLINIUM. — Aux températures voisines de 180 K, nous observons à 9,3 GHz une seule raie de résonance de facteur $g = 2{,}01 \pm 0{,}01$. Nous avons montré que cette raie était principalement due à la contribution des ions Gd^{3+} (3).

RÉSONANCE ANTIFERROMAGNÉTIQUE DU GADOLINIUM. — Nous présentons (*fig.* 1) la raie de résonance antiferromagnétique du gadolinium observée à 9,3 GHz au-dessous de 4 K. La raie observée au-dessus de 4 K est probablement la raie de résonance paramagnétique. En utilisant la formule de Kittel (4) :

$$\frac{\omega}{\gamma} = \left| 2\,H_E\,H_A + \frac{H^2\alpha^2}{4} \right|^{1/2} \pm H\left(1 - \frac{\alpha}{2}\right),$$

où γ est le rapport gyromagnétique, H_A le champ d'anisotropie, H_E le champ d'échange et α le rapport des susceptibilités parallèle à perpendiculaire; nous obtenons une valeur du champ interne effectif $(2\ H_E\ H_A)^{1/2} = 5\ 100$ Oe à 2,5 K.

(*) Séance du 25 novembre 1974.

(1) E. F. Bertaut et F. Forrat, *J. Phys. Rad.*, 17, 1956, p. 129.

(2) R. Aleonard, R. Pauthenet, J. P. Rebouillat et V. Zarubica, *Comptes rendus*, 262, série B, 1966, p. 866.

(3) A. Marchand et J. P. Bongiraud, *Comptes rendus*, 277, série B, 1973, p. 401; *Colloque Ampère* (septembre 1974), Nottingham (à paraître).

(4) C. Kittel, *Phys. Rev.*, 82, 1951, p. 565.

Laboratoire de Magnétisme,
C. N. R. S., B. P. n° 166,
38042 *Grenoble Cedex.*

CRISTALLOGRAPHIE. — *Structure cristalline du composé* Ni_3Zr. Note (*) de MM. **Christian Bècle**, **Gérard Develey**, **Jean-Louis Glimois** et **Michel Saillard**, transmise par M. Louis Néel.

Un nouveau composé défini entre le nickel et le zirconium de composition Ni_3Zr a été isolé. Sa structure est isomorphe de celle de Ni_3Sn.

Lors des premiers travaux entrepris sur la détermination du diagramme d'équilibre entre le nickel et le zirconium différents auteurs ont signalé l'existence du composé Ni_3Zr sans en déterminer la structure [(1), (2), (3)]. Dans des études plus récentes sur le même sujet cette phase intermédiaire n'est pas mise en évidence [(4), (5), (6)]. Dans cette Note nous décrivons la structure cristalline du composé Ni_3Zr que nous avons pu isoler.

Un échantillon polycristallin a été obtenu par fusion des constituants sous atmosphère d'argon dans un four haute fréquence à lévitation; l'alliage est trempé dans une lingotière en cuivre à la température ambiante puis recuit sous vide à 900°C pendant trois jours. L'alliage a été étudié par la méthode Debye-Scherrer. Les intensités ont été mesurées à l'aide d'un diffractomètre; la radiation utilisée était celle du cuivre. Les paramètres de la maille hexagonale sont $a = 5{,}327$ Å, $c = 4{,}321$ Å.

TABLEAU I

Paramètres de positions et de vibrations thermiques isotropes dans Ni_3Zr, *groupe d'espace* $P\,6_3/m\,m\,c$, $a = 5{,}327$ Å; $c = 4{,}321$ Å

Atomes	Positions	(x, y, z)	B (Å²)
Zr.....	2 *c*	$\left(\frac{1}{3}, \frac{2}{3}, \frac{1}{4}\right); \left(\frac{2}{3}, \frac{1}{3}, \frac{3}{4}\right)$	0,59
Ni.....	6 *h*	$\left(x, 2x, \frac{1}{4}\right); \left(2\bar{x}, \bar{x}, \frac{1}{4}\right); \left(x, \bar{x}, \frac{1}{4}\right)$ $\left(\bar{x}, 2\bar{x}, \frac{3}{4}\right); \left(2x, x, \frac{3}{4}\right); \left(\bar{x}, x, \frac{3}{4}\right)$	0,42

$x = 0{,}84$.

L'étude des clichés et du diffractogramme nous ont conduit à identifier la structure du composé à celle de Ni_3Sn ($D\,O_{19}$). Le groupe d'espace est $P\,6_3/m\,m\,c$. L'affinement effectué sur les intensités des raies observées aboutit aux paramètres consignés dans le tableau I. Le facteur de confiance obtenu

$$R = \frac{\Sigma |I_{obs} - I_{cal}|}{\Sigma I_{cal}}$$

est de 10,5 %. Les intensités observées et calculées à partir des résultats précédents sont données dans le tableau II.

TABLEAU II

Raies observées (*), intensités mesurées (**), intensités calculées

h k l	I_{obs}	I_{cal}	*h k l*	I_{obs}	I_{cal}
1 0 0.....	Non obs	0,47	3 0 1.....	obs	31
1 0 1.....	77	51	1 0 3.....	obs	28
1 1 0.....	20	24	2 1 2.....	obs	63
2 0 0.....	425	497	2 2 0.....	808	1,059
0 0 2.....	864	634	3 1 0.....	Non obs	1,7
2 0 1.....	2 576	2 681	3 0 2.....	Non obs	21
1 0 2.....	Non obs	1,5	3 1 1.....	1 609	59
2 1 0.....	28	44	2 0 3.....		1 420 } 1 479
1 1 2.....	102	37	4 0 0.....	obs	212
2 1 1.....	obs	19	2 2 2.....	1 716	1 661
2 0 2.....	702	678	4 0 1.....	1 128	11
3 0 0.....	obs	15	2 1 3.....		1 199 } 1 210

(*) Raies de faibles intensités observées sur cliché.
(**) Intensités mesurées sur l'enregistrement fait au diffractomètre.

Dans le cadre de l'étude systématique du diagramme d'équilibre des alliages nickel-zirconium des travaux sont en cours afin de déterminer le domaine d'existence de l'alliage Ni_3Zr que nous venons d'identifier.

(*) Séance du 7 octobre 1974.

(1) T. E. ALLIBONE et C. SYKES, *J. Inst. Mat.*, 39, 1928, p. 179.
(2) M. HAUSEN, *der Aufbau der Zweistofflegerungen*, Springer-Verlag OHG, Berlin, 1936, p. 969.
(3) S. A. POGODIN et V. I. SKOROBOGATOVA, *Izvest. Sekt. Fizike-Kimich. Analiza*, 25, 1957, p. 70.
(4) E. SMITH et R. W. GUARD, *Trans. A. I. M. E.*, 209, 1957, p. 1189.
(5) D. KRAMER, *Trans. A. I. M. E.*, 251, 1959, p. 256.
(6) M. E. KIRKPATRICK et W. L. LARSEN, *Trans. A. S. M.*, 54, 1961, p. 580.

Institut Universitaire de Technologie Saint-Nazaire,
Laboratoire de Physique du Métal,
École Nationale Supérieure de Mécanique,
44000 *Nantes.*

COUCHES MINCES. — *Étude par microscopie et diffraction électronique de la structure de doubles couches d'argent et de tellure, préparées par évaporation sous vide.* Note (*) de MM. **Nobuzo Terao**, **Aurel Berghezan** et M^me **Candida Gheorghiță-Oancea**, présentée par Jean-Jacques Trillat.

Nous avons examiné, par microscopie et diffraction électroniques, la structure de couches minces évaporées d'argent et de tellure partiellement superposés. La formation des deux phases, Ag_2Te-α et Ag_5Te_3, ainsi que l'apparition d'une zone dépourvue de métaux, se produisent par diffusion prédominante de l'argent vers le tellure.

Lors des études sur l'effet photovoltaïque par contact de couches minces de tellure avec certains métaux (Ag, Bi, Cd, Pb, Zn, etc.), il a été observé que le processus de diffusion se produit à température ambiante et qu'il modifie la structure ainsi que l'effet photovoltaïque de la double couche en question [(1)-(3)].

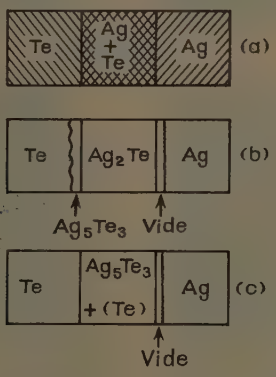


Fig. 1. — Double couche d'argent et de tellure, superposés partiellement par évaporation sous vide. (*a*) État initial. (*b*) et (*c*) Après évaporation.

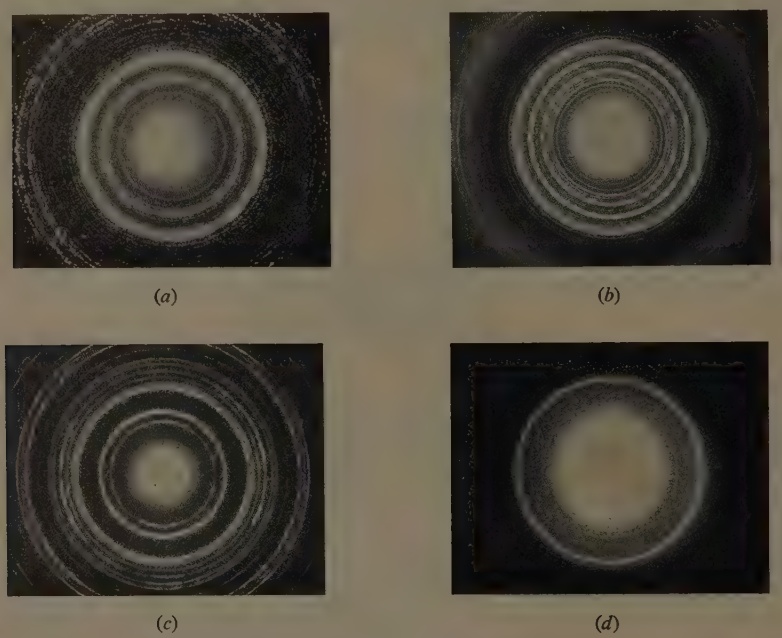
La couche mince de carbone servant de support à l'échantillon est préparée sur une face clivée du sel gemme par évaporation sous vide. L'argent et ensuite le tellure sont déposés sur ce film de carbone de façon à ce que ces deux métaux soient superposés partiellement comme le montre la figure 1 (*a*). La largeur de la région de superposition Ag + Te est d'environ 5-10 mm. La double couche déposée sur le film de carbone est ensuite détachée du support de sel gemme et recueillie sur une grille en cuivre pour l'observation en microscopie électronique par transmission.

Nous avons préparé plusieurs sortes de doubles couches en variant la composition relative de l'argent et du tellure d'environ 35 à 60 % en poids de tellure. L'épaisseur des couches évaporées dans cette étude est toujours assez faible par rapport à l'épaisseur des couches utilisées dans les études précédentes [(1)-(3)] et elle est de l'ordre de 150 à 300 Å pour chaque couche d'argent et de tellure.

Nous avons confirmé, par diffraction électronique, la présence de deux phases intermétalliques dans le système Ag-Te à température ambiante : Ag_2Te-α (monoclinique) et Ag_5Te_3 (hexagonale) [(4)-(5)]. Celle-ci est identique à $Ag_{12}Te_7$-α, rapportée par Koren (6). Les

figures 2 (*a*)-(*c*) montrent les diagrammes de diffraction électronique de Ag_2Te-α, Ag_5Te_3 et Te, respectivement. Nos observations sur la structure cristallographique concordent avec les résultats de Pinsker et coll. ([7]).

Dans la région de superposition Ag+Te, la diffusion entre Ag et Te se produit rapidement. La phase ainsi composée est, soit Ag_2Te-α, soit Ag_5Te_3 suivant les quantités relatives des deux éléments déposés sur la couche.



(*a*) (*b*) (*c*) (*d*)

Fig. 2. — Diagrammes de diffraction électronique.
(*a*) Ag_2Te-α, (*b*) Ag_5Te_3, (*c*) Te et (*d*) Phase non identifiée qui se forme dans la zone presque vide.

D'autre part, la diffusion latérale se produit aussi très rapidement dans une zone intermédiaire entre la région Ag+Te et la région Ag. Ce processus est caractérisé par la diffusion prédominante de l'argent vers la région Ag+Te et ainsi il apparaît une région dépourvue de métaux comme le montre la figure 3 (*a*). Cette région est presque vide mais il y reste normalement encore une couche très mince constituée de petits cristaux. Ceux-ci donnent lieu au diagramme de diffraction représenté dans la figure 2 (*d*), phase qui n'est pas encore bien identifiée. La largeur de cette zone vide est assez variable suivant le cas. Elle est en général de l'ordre de 10-20 μ, immédiatement après évaporation sous vide mais cette largeur augmente par la suite lentement. La teneur en argent dans la région (Ag+Te) tout près de la région vide augmente à cause de la diffusion et ainsi il peut arriver, dans les cas critiques, que l'on y observe la phase Ag_2Te bien que la phase Ag_5Te_3 se forme de l'autre côté de la région de superposition.

La frontière entre les deux régions, Te et Ag+Te, est nette juste après évaporation sous vide comme le montre la figure 3 (*b*). Cependant, si la teneur des deux éléments dans la

région de superposition est proche de celle du Ag_2Te et s'il se forme la phase Ag_2Te, la diffusion de l'argent vers la région Te se produit par la suite lentement et ainsi on assiste à la formation de la phase Ag_5Te_3 même à température ambiante. En réalité, dans le cas des figures 3 (*c*) et (*d*) qui représentent la région Te ~ Ag_5Te_3 et la région Ag_5Te_3 ~ Ag_2Te

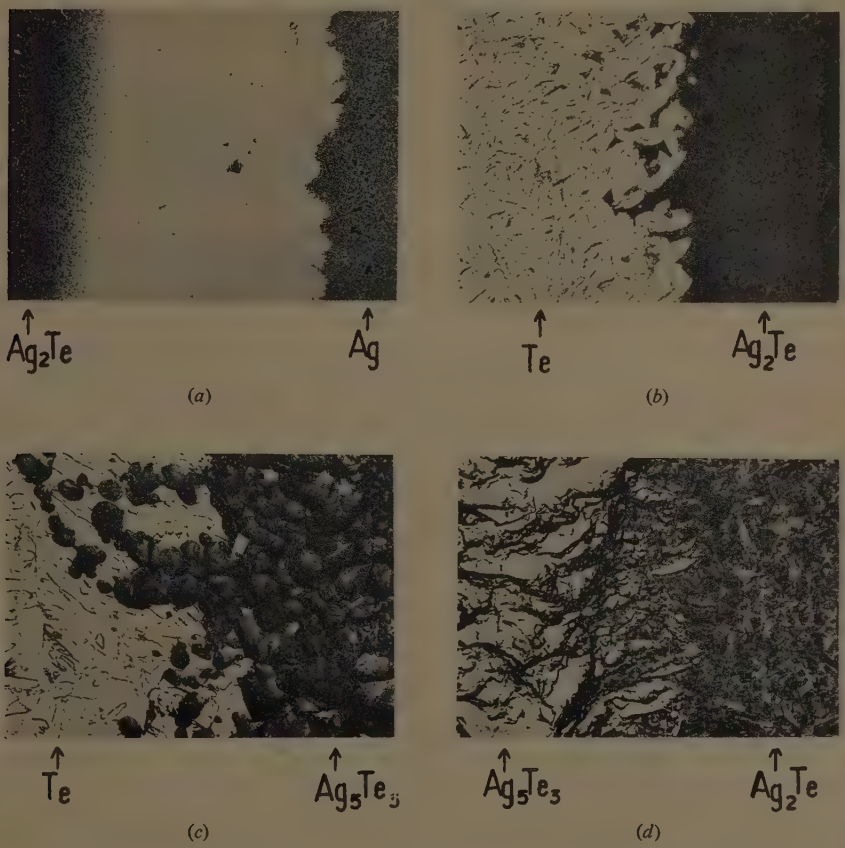


Fig. 3. — Micrographies électroniques d'une couche d'environ 37 % en poids de tellure.
(*a*) Région entre Ag + Te et Ag, observée tout de suite après évaporation sous vide. (G × 4 500.)
(*b*) Région entre Te et Ag + Te, observée tout de suite après évaporation sous vide. (G × 6 500.)
(*c*) Région entre Te et Ag_5Te_3, observée après quatre jours d'évaporation sous vide. (G × 6 500.)
(*d*) Région entre Ag_5Te_3 et Ag_2Te, observée après quatre jours d'évaporation sous vide. (G × 6 500.)

respectivement, la largeur de la région Ag_5Te_3 atteint environ 50-100 μ après quatre jours de séjour à température ambiante après évaporation. Par irradiation intense du faisceau d'électrons, la région d'Ag_5Te_3 grandit plus rapidement au cours de l'observation en microscopie électronique, montrant ainsi nettement que la formation de la phase Ag_5Te_3 se produit par diffusion de l'argent vers le tellure.

La largeur de la région Ag_5Te_3 et de la zone vide continue à augmenter lentement pendant plusieurs jours de séjour à température ambiante. Dans le cas de la figure 3, elle

arrive à peu près à l'état équilibre, 100-200 μ de largeur, après un mois à température ambiante comme le montre schématiquement la figure 1 (*b*). Cependant, si la teneur du tellure est plus grande et si l'on obtient la phase Ag_5Te_3 ou Ag_5Te_3+Te dans la région de superposition, la diffusion de l'argent ne se produit plus dans la région $Te \sim Ag+Te$ et donc la frontière reste stable. Par contre, la zone vide entre les deux régions, Ag+Te et Ag, apparaît toujours comme le montre la figure 1 (*c*).

(*) Séance du 13 novembre 1974.

(1) C. Gheorghiță-Oancea et P. Cristea, *Comptes rendus*, 261, 1965, p. 1239.

(2) C. Gheorgiță-Oancea, El. Zamfir et L. Barbici, *Comptes rendus*, 268, série B, 1969, p. 189.

(3) M. Popa-Milea et C. Gheorghiță-Oancea, *Rev. Roum. Phys.*, 17, 1972, p. 1125.

(4) A. J. Frueh, *Z. Kristallogr.*, 112, 1959, p. 44.

(5) R. M. Honea, *Amer. Mineral.*, 49, 1964, p. 325.

(6) V. Koren, *Naturwiss.*, 27, 1939, p. 432.

(7) C. Ching-Liang, R. M. Imamov et Z. G. Pinsker, *Kristallografiya*, 6, 1961, p. 772.

N. T. et A. B. :

Laboratoire de Métallurgie physique,
Faculté des Sciences appliquées,
Université catholique de Louvain,
1348 *Louvain-la-Neuve, Belgique;*

C. G.-O. :

Laboratoire de Physique,
Institut Polytechnique, Bucarest,
République socialiste de Roumanie.

COMPTES RENDUS HEBDOMADAIRES DES SÉANCES DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES

CONTENTS

VOLUME 280 — SECTION B

No. 4 — SESSION OF JANUARY 27th 1975

Physical Mechanics

Micro-Slip in the Area of Contact Between a Glass Hemisphere and a Rubber Plate, During the Preliminary Displacement, by Michel Barquins, Daniel Maugis and Robert Courtel..... 49

The contact area between a rubber plate and a hemispherical glass slider when the tangential force is progressively increased from zero, has been studied. In qualitative agreement with the classical theory of Mindlin, a circular "non-slip" zone was observed. Its radius decreases when the shearing force increases, and it vanishes when the gross sliding begins. Quantitatively, the radius observed appears to be always larger than the result of the purely elastic Mindlin theory. The difference should be accounted for by the effect of some adhesion between glass and rubber (Johnson 1971), and possibly by the difference between the elastic modulus of the two bodies.

Magnetohydrodynamics

Acceleration by a Uniform Magnetic Induction of an Electrically Conducting Viscous Liquid Placed in a Straight Rectangular Cross Section Channel and Dragged by a Sliding Infinite Conducting Wall, by Patrick Hervé and Yves Poirier..... 53

Theoetc study of an electrically conducting viscous liquid flowing in a straight rectangular cross section channel of which two walls parallel with a uniform magnetic induction are insulating electrically. The other walls, one fixed and the other animate by a uniform movement are supposed conducting in the infinite. These formulae give the low of speedy distribution in the straight section of the flow by function of coefficient of form of that section and the Hartman's number. The curves show the acceleration effect producing in all the section by the application of the magnetic induction and the distribution example of electric current lines in case of a square section.

Hydraulics

Decrease of the Wave Velocity and the Pressure Variation in a Surge Caused by the Release of Dissolved Air, by Claude Thirriot..... 57

The release of dissolved gases increases the elasticity of the pipe-fluid set to a great extent. The wave velocity decreases considerably and the theory of characteristics applied to compute the hydraulic parameters in the wave front shows that the pressure variation due to a discharge variation is much weaker in this case than that for a pipe filled with a homogeneous fluid.

Machines and Mechanisms

Energy Flows and Losses in Epicycloidal Gear Transmissions, by René Boudet and Raymond Siestrunck..... 61

Recent research gives confirmation of the interest in developing epicycloidal gear transmissions, shown by a simple method of energy flow assessment for different axes. The aim of this communication is to show how the cinematic representation of the epicycloidal systems, with the group of permutations of their axes, confers a systematic and elementary character to the analysis of energetic behaviour which can be expected by an engineer.

Aerothermics

Influence of Wall Temperature on the Direction of Wall Streamlines in a Three-Dimensional Compressible Turbulent Boundary Layer, by Jean-François Arnaudon 65

Directions of wall streamline on a yawed circular cone in a supersonic stream are measured at various wall temperatures, by a technique of surface flow visualisation.
Test conditions are : cone semi-angle 10°, yaw angle ranging from 0 to 15°, wall to stagnation temperature ratio 0.52,1. and 1.35, Reynolds number 1.8×10^7, free stream Mach number 3.37.

Electronics

Negative Charges Storage in Thermal SiO_2 *Under Electron Irradiation*, by Gérard Sarrabayrouse and Jean Buxo 69

Positive charges are generally stored in the oxide of M. O. S. devices after an electron irradiation. The results presented here show that under certain conditions involving the metallic electrode thickness, the energy of the impinging electrons and the sign of the gate bias applied during irradiation, negative charges are trapped in the oxide after irradiation. The influence of the electron beam energy and of the electric field are particularly emphasized. These results can be interpreted by the fact that at an heterojunction the emissivity of the two materials present are different.

Electronic Microscopy

Study of the Intermittent Motion of Friction by an Auger Microprobe, by Noboru Takahashi, Katsuzô Okada and Masanao Hotta 73

The intermittent motion of friction was examined by an Auger microprobe and by electron microscopy, using a diamond scriber and a stainless steel plate. The authors give information on the "stick-slip" which occurs and characteristic features of the track; they also study the changes which appear in the Auger spectra corresponding to the different element of the alloy, in relation to the local variation of their density.

Molecular Spectroscopy

The Electronic Spectrum of the Molecules LaH *and* LaD, by Roger Bacis, Alain Bernard and André Zgainsky 77

Three new electronic band systems of LaH, appearing between 5,300 and 6,500 Å, have been excited by means of a hollow cathode discharge tube. Two of the similar systems of LaD have been also observed. The rotational structure, the intensity distribution in the P, Q and R branches, and the Λ-doubling, show that these bands may be ascribed to $(^1\Sigma, {}^1\Delta \rightarrow {}^1\Pi)$ and $(^3\Phi \rightarrow {}^3\Delta)$ transitions.

A new Band System in the Absorption Spectrum of the Isotopic Antimony Molecule (Sb_{121}-Sb_{121}), by Abdel Mooti Sibaï, Ari Topouzkhanian and Jean d'Incan 79

The use of an absorption cell filled with vapor of the nearly pure isotope Sb_{121} enabled us to observe a new band system $h \leftarrow X$, to improve the classification of the $G \leftarrow X$ system and to prepare the high-resolution analysis of the new system and many unclassified bands.

Crystallography

Origin of Multi-Twinned Dendrites in F. C. C. Metals, by Claire Digard, Georges Maurin and Jane Robert 83

From a study on silver electrocrystallization, multi-twinned FCC dendrites are shown to have their origin in a preferential growth along definite symmetry axis of icosahedral or decahedral particles.

Astrophysics

Objective Prism Survey to Search New Small Magellanic Cloud Members, by Marc Azzopardi and Jean Vigneau 87

A survey to find very bright stars in the direction of small Magellanic Cloud has allowed us to point out new Small Magellanic Cloud members. The use of interferential filters has allowed us, by cutting down the back ground fog due to the luminosity of the sky and by avodiing overlapping, to reach fainter stars. Their membership has been confirmed later by UBV photometric measurements.

COMPTES RENDUS HEBDOMADAIRES DES SÉANCES DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES

TABLE DES ARTICLES

TOME 280 — N° 4 — SÉRIE B — SCIENCES PHYSIQUES

Séance du 27 janvier 1975

PARTIE SCIENTIFIQUE

Mécanique physique

Micro-glissements dans l'aire de contact d'une bille de verre et d'une plaque de caoutchouc au cours du déplacement préliminaire, par MM. *Michel Barquins, Daniel Maugis* et *Robert Courtel*..... 49

Magnétohydrodynamique

Accélération par un champ d'induction magnétique de l'écoulement visqueux d'un fluide électroconducteur placé dans une conduite rectiligne de section rectangulaire et entraîné par le glissement d'une paroi de conductivité infinie, par MM. *Patrick Hervé* et *Yves Poirier*..... 53

Hydraulique

Réduction de célérité et de la variation de pression en front d'onde due au dégazage de l'air dissous, par M. *Claude Thirriot*..... 57

Machines et mécanismes

Sur les flux et pertes d'énergie dans les transmissions épicycloïdales, par MM. *René Boudet* et *Raymond Siestrunck*..... 61

Aérothermique

Influence de la température de paroi sur la direction des lignes de courant pariétales dans une couche limite turbulente compressible tridimensionnelle, par M. *Jean-François Arnaudon*..... 65

Électronique

Stockage de charges négatives dans la silice thermique par irradiation électronique, par MM. *Gérard Sarrabayrouse* et *Jean Buxo*..... 69

Microscopie électronique

Étude au moyen d'une microsonde Auger des effets du mouvement intermittent de frottement sur un acier inoxydable, par MM. *Noboru Takahashi, Katsuzô Okada* et *Masanao Hotta*..... 73

Spectroscopie moléculaire

Spectre électronique des molécules LaH et LaD, par MM. *Roger Bacis, Alain Bernard* et *André Zgainsky*. 77

Nouveau système de bandes dans le spectre d'absorption de la molécule d'antimoine isotopique (Sb_{121}-Sb_{121}) entre 1 840 et 2 350 Å, par MM. *Abdel Mooti Sibaï, Ari Topouzkhanian* et *Jean d'Incan*..... 79

Cristallographie

Sur l'origine des dendrites multimaclées des métaux à maille cubique à faces centrées, par M^lle *Claire Digard*, M. *Georges Maurin* et M^me *Jane Robert*... 83

Astrophysique

Recherche au prisme objectif de nouveaux membres du Petit Nuage de Magellan, par MM. *Marc Azzopardi* et *Jean Vigneau*..... 87

COMPTES RENDUS HEBDOMADAIRES DES SÉANCES DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES

TABLE DES ARTICLES

TOME 280 — N° 4 — SÉRIE B — SCIENCES PHYSIQUES

Séance du **27** janvier **1975**

AUTEURS

ARNAUDON (Jean-François). — Influence de la température de paroi sur la direction des lignes de courant pariétales dans une couche limite turbulente compressible tridimensionnelle..... 65

AZZOPARDI (Marc) et Jean VIGNEAU. — Recherche au prisme objectif de nouveaux membres du Petit Nuage de Magellan..... 87

BACIS (Roger), Alain BERNARD et André ZGAINSKY. — Spectre électronique des molécules LaH et LaD..... 77

BARQUINS (Michel), Daniel MAUGIS et Robert COURTEL. — Micro-glissements dans l'aire de contact d'une bille de verre et d'une plaque de caoutchouc au cours du déplacement préliminaire... 49

BERNARD (Alain). — Voir *Bacis* (*Roger*) et *divers*... 77

BOUDET (René) et Raymond SIESTRUNCK. — Sur les flux et pertes d'énergie dans les transmissions épicycloïdales..... 61

BUXO (Jean). — Voir *Sarrabayrouse* (*Gérard*)..... 69

COURTEL (Robert). — Voir *Barquins* (*Michel*) et *divers*. 49

DIGARD (M^lle Claire), M. Georges MAURIN et M^me Jane ROBERT. — Sur l'origine des dendrites multimaclées des métaux à maille cubique à faces centrées..... 83

HERVÉ (Patrick) et Yves POIRIER. — Accélération par un champ d'induction magnétique de l'écoulement visqueux d'un fluide électroconducteur placé dans une conduite rectiligne de section rectangulaire et entraîné par le glissement d'une paroi de conductivité infinie..... 53

HOTTA (Masanao). — Voir *Takahashi* (*Noboru*) et *divers*..... 73

INCAN (Jean d'). — Voir *Sibaï* (*Abdel Mooti*) et *divers*..... 79

MAUGIS (Daniel). — Voir *Barquins* (*Michel*) et *divers*..... 49

MAURIN (Georges). — Voir *Digard* (M^lle *Claire*) et *divers*..... 83

OKADA (Katsuzô). — Voir *Takahashi* (*Noboru*) et *divers*..... 73

POIRIER (Yves). — Voir *Hervé* (*Patrick*)..... 53

ROBERT (M^me Jane). — Voir *Digard* (M^lle *Claire*) et *divers*..... 83

SARRABAYROUSE (Gérard) et Jean BUXO. — Stockage de charges négatives dans la silice thermique par irradiation électronique..... 69

SIBAÏ (Abdel Mooti), Ari TOPOUZKHANIAN et Jean d'INCAN. — Nouveau système de bandes dans le spectre d'absorption de la molécule d'antimoine isotopique (Sb_{121}-Sb_{121}) entre 1 840 et 2 350 Å... 79

SIESTRUNCK (Raymond). — Voir *Boudet* (*René*)... 61

TAKAHASHI (Noboru), Katsuzô OKADA et Masanao HOTTA. — Étude au moyen d'une microsonde Auger des effets du mouvement intermittent de frottement sur un acier inoxydable..... 73

THIRRIOT (Claude). — Réduction de célérité et de la variation de pression en front d'onde due au dégazage de l'air dissous..... 57

TOPOUZKHANIAN (Ari). — Voir *Sibaï* (*Abdel Mooti*) et *divers*..... 79

VIGNEAU (Jean). — Voir *Azzopardi* (*Marc*)..... 87

ZGAINSKY (André). — Voir *Bacis* (*Roger*) et *divers*. 77

NOTES DES MEMBRES ET CORRESPONDANTS ET NOTES PRÉSENTÉES OU TRANSMISES PAR LEURS SOINS

MÉCANIQUE PHYSIQUE. — *Micro-glissements dans l'aire de contact d'une bille de verre et d'une plaque de caoutchouc au cours du déplacement préliminaire.* Note (*) de MM. **Michel Barquins**, **Daniel Maugis** et **Robert Courtel**, présentée par M. Jean-Jacques Trillat.

On a étudié au microscope, l'évolution de l'aire de contact d'un hémisphère de verre et d'une plaque de caoutchouc, quand on applique une force tangentielle lentement croissante à partir de zéro. On a mis en évidence le glissement qui se produit à l'intérieur de la zone annulaire avant d'affecter l'aire de contact tout entière, conformément à la théorie de Mindlin. Les résultats expérimentaux ne vérifient qu'imparfaitement cette théorie. On suggère d'attribuer cet écart à l'intervention de l'adhésion élastique de Johnson, et aux effets de la différence entre les modules d'élasticité des deux corps.

On appelle « déplacement préliminaire », dans le cas du frottement de deux corps, le mouvement global qui se produit lorsque l'on applique une force tangentielle inférieure à celle qui provoquerait le glissement continu. Rappelons que cet effet a été décrit et mesuré, notamment par Verkhovskii ([1]), K. L. Johnson ([2]), Courtney-Pratt et Eisner ([3]).

Fig. 1

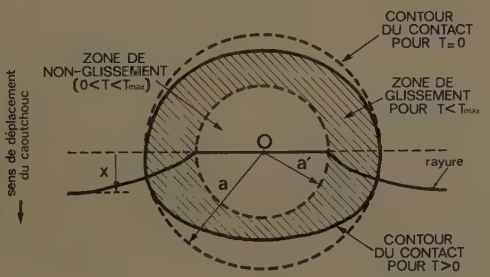


Fig. 2

Le glissement partiel qui se produit dans l'aire de contact au cours du déplacement préliminaire, lorsque la déformation est purement élastique, a été prévu et calculé par Cattaneo ([4]) et par Mindlin ([5]). Ce dernier a donné les formules suivantes pour les variations du rayon du cercle de non-glissement, a', et du déplacement relatif tangentiel global de deux corps identiques au contact, x :

$$a' = a\left(1-\frac{T}{T_{max}}\right)^{1/3}, \qquad x = \frac{3(2-\nu)(1+\nu)T_{max}}{4Ea}\left[1-\left(1-\frac{T}{T_{max}}\right)^{2/3}\right],$$

dans lesquelles : a, rayon du contact; T, force tangentielle; T_{max}, force tangentielle provoquant le glissement global; E, module d'Young; ν, coefficient de Poisson.

Ce phénomène a été placé par K. L. Johnson (*loc. cit.*) à la base de l'interprétation des résultats d'expériences de corrosion de frottement, pour rendre compte du fait que

les dommages étaient localisés dans un anneau entourant la zone circulaire de non-glissement.

Cependant, ces micro-glissements ne semblent pas avoir été l'objet, jusqu'à présent, d'observations directes.

Les expériences réalisées par la méthode du repère défilant dans le cas du glissement sur du caoutchouc mou et transparent [(6), (7)] donnent la possibilité de déterminer, en fonction de la composante tangentielle, et avec une précision meilleure que 5 %, les limites de la zone qui n'a pas glissé au cours du déplacement préliminaire d'une sphère sur un plan élastique, ne subissant aucune déformation plastique.

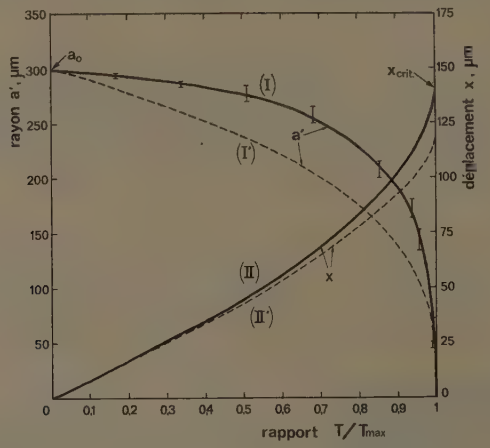


Fig. 3

Ces limites sont marquées par des flèches sur la figure 1; comme on n'a pratiqué sur la surface de caoutchouc qu'une seule rayure, pour éviter de perturber les conditions du contact réel, on doit répéter l'expérience autant de fois qu'il est nécessaire pour que le repère occupe diverses positions au moment où la force atteint la valeur T fixée à l'avance.

On trouve que, malgré une modification spectaculaire de l'aire de contact, qui cesse d'être circulaire pour prendre la forme indiquée sur les figures 1 et 2 lorsque la composante tangentielle augmente, la zone centrale de non-glissement reste limitée par une circonférence concentrique à l'aire initiale (*fig.* 2). Son rayon « a' » varie, en fonction du rapport T/T_{max} comme le montre la courbe I de la figure 3 : cette courbe a été obtenue dans le cas d'une bille de rayon $R = 2{,}19$ mm, appuyée contre une plaque de caoutchouc vulcanisé de module $E = 1{,}4.10^7$ dynes/cm^2 [déterminé à partir des expériences d'adhésion par la formule de Johnson (8)]. La force normale était $N = 2\,000$ dynes. Le rayon initial du contact était $a_0 = 300\ \mu m$; la force tangentielle maximale $T_{max} = 5\,900$ dynes.

En fonction du paramètre T/T_{max}, la variation observée du déplacement global de l'échantillon par rapport au verre, x, est représentée par la courbe II, qui vient tangenter l'axe des ordonnées pour une valeur $x_{critique} = 138\ \mu m$.

A titre de comparaison, on a représenté sur la même figure 3 (courbes I' et II' en pointillé) les valeurs de a' et de x données par l'application de la théorie de Mindlin.

Pour cela, on a porté dans les formules précédentes, les données initiales suivantes :

$$a = 300\,\mu m, \qquad E = 1{,}4.10^7\,\text{dynes/cm}^2, \qquad \nu = 0{,}5, \qquad T_{max} = 5\,900\,\text{dynes},$$

après avoir modifié l'expression de x en la divisant par un facteur 2, pour tenir compte du fait qu'un des corps est infiniment rigide.

On constate que les valeurs expérimentales sont toujours un peu plus élevées que les valeurs théoriques. La raison majeure d'un tel écart peut être l'augmentation de l'aire de contact par l'adhésion interfaciale, qui joue un grand rôle dans le cas du contact verre-caoutchouc ([8]), alors qu'elle intervient beaucoup moins dans le cas du contact des métaux durs : ce facteur n'a pas été pris en considération dans la théorie de Mindlin, non plus

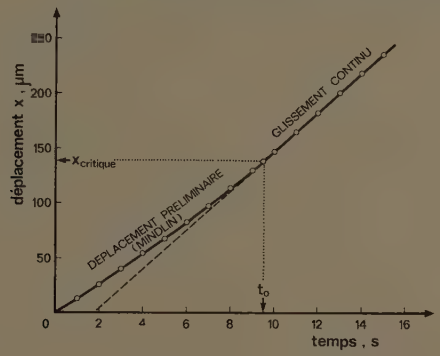


Fig. 4

que les contraintes introduites dans le contact hertzien par la différence des extensions dues aux différences dans les modules d'Young ([9]). On peut donc dire que les présents résultats traduisent une situation différente de celle dont Mindlin a fait l'analyse, mais qu'elle est caractéristique du comportement d'un corps à la fois élastique et adhésif.

Le fait que le caoutchouc possède également des propriétés visco-élastiques ne semble intervenir que de façon limitée dans ces expériences où l'on fait varier T lentement (application de la force tangentielle totale en $t_0 = 9{,}5$ s, ce qui correspond à une vitesse d'entraînement finale $V_0 = 18\,\mu m.s^{-1}$). Dans ces conditions, si, par exemple, l'on stoppe le déplacement préliminaire sans relâcher la force T, on constate que les choses en restent là indéfiniment pourvu que T soit inférieur à un certain seuil T voisin de $T_{max}/2 = 3\,000$ dynes, correspondant à $x = 45\,\mu m$. Lorsqu'on arrête le déplacement préliminaire, pour une force tangentielle $T > 0{,}5\,T_{max}$, on observe au cours du temps, une légère diminution du rayon a' de la zone de non-glissement. Cette relaxation superficielle est d'autant plus importante que T est plus élevée; mais les valeurs atteintes après relaxation restent supérieures à celles données par la théorie de Mindlin.

Enfin, lorsque l'on dépasse la valeur $x_{critique}$ de la courbe II, on retrouve, si faible que soit la vitesse de sollicitation, les conditions de frottement dites dynamiques, conduisant aux résultats présentés antérieurement [([6]), ([7])], dont le caractère visco-élastique est bien connu. La figure 4 montre le passage du déplacement préliminaire au glissement continu $(x - x_{critique}) = V_0\,(t - t_0)$ avec $V_0 = 18\,\mu m.s^{-1}$ (V_0 est la vitesse constante imposée au système élastique qui entraîne la plaque de caoutchouc).

L'intervention de la visco-élasticité paraît donc se manifester progressivement : des travaux sont en cours pour approfondir ce phénomène.

(*) Séance du 25 novembre 1974.

(1) A. V. Verkhovskii, *Zh. prikl. Fiz.*, 3, 1926, p. 311.
(2) K. L. Johnson, *Proc. Roy. Soc. Lond.*, A, 230, 1955, p. 531-548.
(3) J. C. Courtney-Pratt et E. Eisner, *Proc. Roy. Soc. Lond.*, A, 238, 1957, p. 529-550.
(4) C. Cattaneo, *R. C. Accad. Lincei.*, 6, 27, 1938, p. 342-348, 434-436 et 474-478.
(5) R. D. Mindlin, *J. Appl. Mech.*, 16, 1949, p. 259-268.
(6) M. Barquins, D. Maugis et R. Courtel, *Comptes rendus*, 279, série B, 1974, p. 565.
(7) M. Barquins et R. Courtel, *Wear* (à paraître).
(8) K. L. Johnson, K. Kendall et A. D. Roberts, *Proc. Roy. Soc. Lond.*, A, 324, 1971, p. 301-313.
(9) D. A. Spence, *Proc. Roy. Soc. Lond.*, A, 305, 1968, p. 55-80.

Laboratoire de Mécanique des Surfaces,
C. N. R. S.,
1, *place Aristide-Briand,*
92190 *Meudon-Bellevue.*

MAGNÉTOHYDRODYNAMIQUE. — *Accélération par un champ d'induction magnétique de l'écoulement visqueux d'un fluide électroconducteur placé dans une conduite rectiligne de section rectangulaire et entraîné par le glissement d'une paroi de conductivité infinie.* Note (*) de MM. **Patrick Hervé** et **Yves Poirier**, transmise par M. Léopold Escande.

Étude théorique de l'écoulement visqueux d'un fluide électroconducteur évoluant dans une conduite rectiligne de section rectangulaire dont deux parois, parallèles à un champ d'induction magnétique uniforme, sont électriquement isolantes. Les deux autres parois, l'une fixe et l'autre animée d'un mouvement uniforme, sont supposées infiniment conductrices. Formules donnant la loi de distribution des vitesses dans la section droite de l'écoulement en fonction du facteur de forme de cette section et du nombre de Hartmann. Courbes illustrant l'effet accélérateur produit, dans toute la section, par l'application du champ d'induction magnétique et exemple de distribution des lignes de courant électrique dans le cas d'une section carrée.

De nombreux auteurs ont étudié l'action d'un champ d'induction magnétique uniforme sur des écoulements de fluides visqueux et incompressibles circulant dans des conduites de section rectangulaire [(1), (2)]. Cependant il ne semble pas qu'aient été abordés les problèmes dans lesquels seules les parois perpendiculaires au champ d'induction sont infiniment conductrices.

La présente Note a pour objet l'étude de l'influence d'un champ d'induction magnétique uniforme sur l'écoulement d'un fluide s'effectuant dans une conduite rectiligne et de section rectangulaire dont deux parois, parallèles, sont électriquement isolantes. Les deux autres parois, de conductivité infinie, sont l'une fixe, l'autre animée d'un mouvement uniforme de vitesse constante $\mathbf{V}_0$. Le repère choisi est le suivant : une origine O située sur la paroi conductrice immobile (à mi-distance entre les deux parois isolantes), un axe Oz, situé dans le plan de la section droite de la conduite, parallèle aux plaques conductrices (les deux parois isolantes sont alors définies par les côtés $z = \pm z_0$). L'axe Oy est normal aux parois conductrices qui sont alors repérées respectivement par $y = 0$ et $y = y_0$ (paroi mobile). La direction et le sens du champ d'induction magnétique appliqué $\mathbf{B}_0$ sont ceux de l'axe Oy. $\mathbf{V}_0$ est pris parallèle à l'axe Ox constituant avec les axes définis plus haut un repère orthonormé (O, xyz).

Dans ce qui suit, on désignera par η, σ et μ les coefficients de viscosité dynamique, de conductivité électrique et de perméabilité magnétique du fluide en mouvement. L'écoulement considéré s'effectuant dans une conduite rectiligne, il est naturel d'admettre qu'en un point de la section droite, la vitesse $\mathbf{V}(y, z)$ ainsi que le champ d'induction magnétique $\mathbf{b}(y, z)$ créé par les courants induits sont parallèles à l'axe Ox et que les vecteurs densité de courant $\mathbf{J}(y, z)$ et champ électrique $\mathbf{E}(y, z)$ sont situés dans le plan de la section droite.

Les équations générales du problème s'écrivent :

$$\nabla \wedge \mathbf{E} = 0, \tag{1}$$

$$\nabla \wedge (\mathbf{B}_0 + \mathbf{b}) = \mu \mathbf{J}, \tag{2}$$

$$\nabla . \mathbf{J} = 0, \tag{3}$$

$$\mathbf{J} = \sigma [\mathbf{E} + \mathbf{V} \wedge (\mathbf{B}_0 + \mathbf{b})], \tag{4}$$

$$\eta \nabla^2 \mathbf{V} + \mathbf{J} \wedge (\mathbf{B}_0 + \mathbf{b}) = 0. \tag{5}$$

Pour la commodité de l'écriture, il convient de poser d'abord : $\mathbf{B}_0 = \mu \mathbf{H}_0$ et $\mathbf{b} = \mu \mathbf{h}$ ($\mathbf{H}_0$ et $\mathbf{h}$ désignant les champs d'excitation magnétique correspondant aux champs d'induction $\mathbf{B}_0$ et $\mathbf{b}$), et d'adopter ensuite les notations suivantes :

$$K = \frac{y_0}{z_0} \text{ (facteur de forme)}, \qquad z^* = \frac{z}{z_0}, \qquad y^* = \frac{y}{z_0}, \qquad v^* = \frac{v}{v_0},$$

$$M = B_0 y_0 \left(\frac{\sigma}{\eta}\right)^{1/2} \text{ (nombre de Hartmann)}, \qquad \mathbf{h}^* = \frac{\mathbf{h}}{v_0 (\sigma\eta)^{1/2}},$$

$$\mathbf{J}^* = \frac{\mathbf{J} y_0}{v_0 (\sigma\eta)^{1/2}}, \qquad \mathbf{E}^* = \frac{\mathbf{E} y_0 (\sigma\eta)^{1/2}}{v_0}.$$

Avec ces notations les équations (1), (2), (3), (4) et (5) conduisent à :

$$\frac{\partial^2 v^*}{\partial y^{*2}} + \frac{\partial^2 v^*}{\partial z^{*2}} + \frac{M}{K} \frac{\partial h^*}{\partial y^*} = 0, \tag{6}$$

$$\frac{\partial^2 h^*}{\partial y^{*2}} + \frac{\partial^2 h^*}{\partial z^{*2}} + \frac{M}{K} \frac{\partial v^*}{\partial y^*} = 0. \tag{7}$$

Les conditions aux limites d'origine purement mécanique se traduisent par les relations :

$$v^*(y^*, \pm 1) = 0, \qquad v^*(0, z^*) = 0, \qquad v^*(K, z^*) = 1.$$

Les conditions aux limites d'origines électrique et magnétique imposent d'une part la nullité de la composante J_z^* du vecteur densité de courant sur tout le contour de la section droite et d'autre part la continuité du vecteur excitation magnétique à la traversée des parois isolantes. Il vient alors :

$$\frac{\partial h^*}{\partial y^*}\left(\begin{matrix} K \\ 0 \end{matrix}, z^*\right) = 0, \qquad \frac{\partial h^*}{\partial y^*}(y^*, \pm 1) = 0, \qquad h^*(y^*, \pm 1) = 0.$$

Pour expliciter les solutions du système des deux équations (6) et (7), satisfaisant aux conditions aux limites précédentes, il est commode de poser

$$v^*(y^*, z^*) = \sum_{n=0}^{\infty} v_n(y^*) . \cos \lambda_n z^*,$$

$$h^*(y^*, z^*) = \sum_{n=0}^{\infty} h_n(y^*) . \cos \lambda_n z^* \qquad \text{avec} \quad \lambda_n = (2n+1)\frac{\pi}{2}.$$

Des calculs assez longs conduisent aux résultats suivants :

$$v_n(y^*) = \frac{(-1)^n}{\lambda_n \varphi_n}\left[\frac{\gamma_1 . \operatorname{sh} \gamma_2 y^*}{\operatorname{sh} k\gamma_2} + \frac{\gamma_2 \operatorname{sh} \gamma_1 y^*}{\operatorname{sh} k\gamma_1}\right], \qquad h_n(y^*) = \frac{(-1)^n}{\lambda_n \varphi_n}\left[\frac{\gamma_1 \operatorname{ch} \gamma_2 y^*}{\operatorname{sh} k\gamma_2} - \frac{\gamma_2 \operatorname{ch} \gamma_1 y^*}{\operatorname{sh} k\gamma_1}\right]$$

avec

$$\varphi_n = \left(\frac{M^2}{4K^2} + \lambda_n^2\right)^{1/2}, \qquad \gamma_1 = \varphi_n + \frac{M}{2K}, \qquad \gamma_2 = \varphi_n - \frac{M}{2K}.$$

Par ailleurs, la forme des lignes de courant électrique dans une section droite s'obtient facilement si l'on remarque que le long d'une de ces lignes la valeur de h^* reste constante.

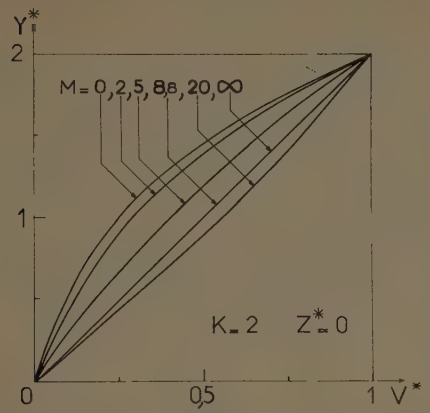


Fig. 1

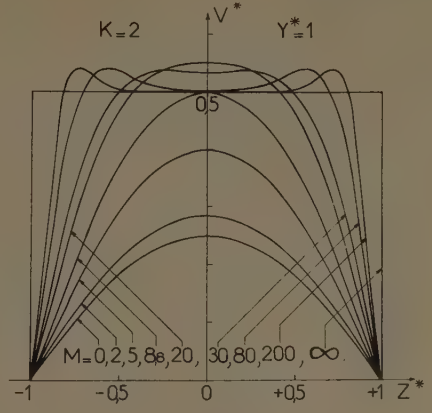


Fig. 2

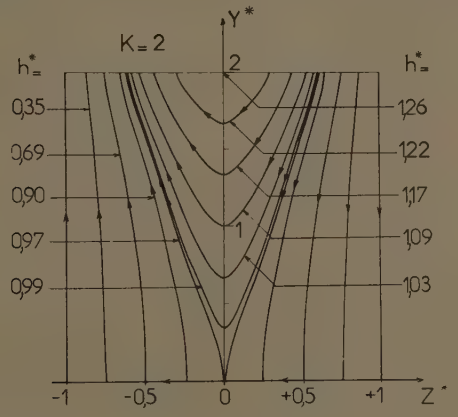


Fig. 3

Afin d'illustrer l'ensemble de ces résultats théoriques, on a envisagé le cas particulier d'une section carrée (K = 2). La figure 1 représente la répartition des vitesses dans le plan xOy. On peut remarquer que les vitesses, largement réduites par les frottements visqueux dus à la présence des parois immobiles, augmentent très sensiblement avec M c'est-à-dire avec l'intensité de l'induction magnétique appliquée. La vitesse du fluide dans cette section passe par un maximum (pour M environ égal à 20) puis diminue légèrement lorsque M continue à augmenter. Si le nombre de Hartmann devient très grand (M au moins supérieur à 80) on peut constater que la distribution étudiée devient linéaire et qu'elle coïncide pratiquement avec celle déjà obtenue pour M = 8,8.

Si l'on examine à présent (*fig.* 2) la répartition des vitesses dans le plan parallèle aux parois conductrices situé à mi-distance de ces dernières ($y^* = K/2$), il est possible de tirer des conclusions analogues aux précédentes, en remarquant toutefois que lorsque M augmente le champ des vitesses tend vers une répartition frontale. L'examen simultané des deux figures 1 et 2 montre que plus M devient grand, plus la répartition étudiée tend à se confondre avec une distribution linéaire dans toute la section droite de la conduite,

la vitesse moyenne du fluide dans cette section augmentant constamment depuis la valeur initiale (obtenue pour $M = 0$) jusqu'à la valeur limite égale à $V_0/2$.

La figure 3 représente les lignes de courant électrique dans la section droite pour $M = 8{,}8$ (valeur pour laquelle la répartition de vitesse est linéaire dans le plan xOy). L'observation de ce réseau de lignes de courant permet de remarquer en particulier que, pour cette valeur de M, la composante J_z^* du vecteur densité de courant est toujours négative, ce qui explique l'action accélératrice des forces électromagnétiques dans toute la section. Des calculs numériques montrent par ailleurs que plus M prend des valeurs élevées, plus les lignes de courant électrique tendent à devenir parallèles aux parois isolantes, les forces électromagnétiques diminuant alors dans toute la section sauf au voisinage immédiat de ces parois isolantes.

(*) Séance du 5 août 1974.

(1) M. Bendaoud et Ch. Vives, *Comptes rendus*, 276, série A, 1973, p. 1137.

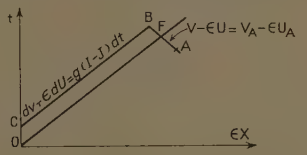
(2) W. F. Hugues et F. J. Young, *The Electromagnetodynamics of fluids*, J. Wiley and Sons, 1966.

Laboratoire de Physique,
Institut d'Études Supérieures Scientifiques,
Domaine Universitaire du Chaudron,
B. P. n° 5,
97490 *Sainte-Clotilde, Ile de la Réunion.*

HYDRAULIQUE. — *Réduction de célérité et de la variation de pression en front d'onde due au dégazage de l'air dissous.* Note (*) de M. **Claude Thirriot**, transmise par M. Léopold Escande.

Le dégagement de gaz dissous augmente considérablement l'élasticité de l'ensemble conduite-fluide. La célérité des ondes diminue beaucoup et la théorie des caractéristiques appliquée au calcul des paramètres en front d'onde montre que la variation de pression due à une variation de débit est bien plus faible que dans le cas d'une conduite ne contenant qu'un fluide homogène.

Lorsque la pression dans la conduite tombe en-dessous d'un certain seuil p_s, de petites bulles de gaz apparaissent au sein de la masse liquide.



Nous ferons les hypothèses suivantes :

— la section de la conduite est suffisamment petite pour qu'on puisse admettre l'usage d'une concentration pondérée en volume de bulle. Le problème reste ainsi unidimensionnel dans l'espace suivant l'abscisse curviligne repérant la position du centre du profil transversal de la conduite, point où sont évalués les paramètres physiques et hydrauliques;

— la teneur massique maximale θ_s en gaz dissous suit la loi de Henry :

$$\theta_s = \theta_{s0}\frac{p}{p_0};$$

— l'évolution du volume de bulles de gaz suit la loi de Mariotte :

$$p\,\Omega_b = \theta' r\,T,$$

avec θ' masse du gaz afférente à l'unité de masse du mélange;

— les échanges de chaleur nécessaires se font sans aucun retard entre liquide et gaz des bulles supposées excessivement petites et le mélange reste à température pratiquement constante;

— les vitesses de glissement des bulles sont négligeables;

— la pression est approximativement la même dans la masse liquide et dans les bulles de gaz (c'est-à-dire qu'en particulier on néglige la tension superficielle).

Compte tenu de ces hypothèses, dont chacune peut être critiquée, une théorie simplifiée de la propagation de front d'onde peut être élaborée.

Célérité des perturbations C. — En admettant que le volume spécifique du mélange est

$$v = \frac{\theta' r T}{p} + \frac{1-\theta'}{\rho_{ls}} \qquad \text{avec} \quad \theta' = \theta_{00} - \theta_s(p, T_0),$$

θ_{00} teneur initiale à la pression p_0 et à la température T_0, il vient, en utilisant l'expression de la célérité fournie par la théorie des caractéristiques :

$$C = \frac{v}{\sqrt{-\partial v/\partial p}},$$

avec ρ_{ls} et β_{ls} respectivement masse volumique et module de compressibilité de l'eau liquide saturée d'air et θ_{0s} teneur à saturation aux conditions T_0, p_0.

$$C = C_{ls} \frac{1-\theta_{00}+\theta_{0s}(p/p_0)+(r T \rho_{ls}/p)[\theta_{00}-\theta_{0s}(p/p_0)]}{\sqrt{1-\theta_{00}+\theta_{0s}(p/p_0)+[\theta_{00}(p_0 \rho_{ls} r T/p^2)-\theta_{s0}](1/p_0 \beta_{ls})}},$$

avec

$$C_{ls} = \frac{1}{\sqrt{\rho_{ls} \beta_{ls}}},$$

$\rho_{ls} r T/p_0 \gg 1$ dans la quasi-unanimité des cas.

Supposons que θ' la masse d'air dégagée par unité de masse de mélange est très petite, c'est-à-dire $[\theta_{00} - \theta_{s0}(p/p_0)] \ll 1$. Alors

$$C = C_{ls} \frac{1+\theta_{s0}(r T/p_0)\rho_{ls}[(p_s/p)-1]}{\sqrt{1+(\theta_{s0}/p_s \beta_{ls})(r T/p_0)\rho_{ls}(p_s/p)^2}}.$$

Posons

$$p^{*2} = \frac{p_s \theta_{s0} r T}{p_0 \beta_{ls}} \rho_{ls}, \qquad \alpha = \theta_{s0} \frac{r T}{p_0} \rho_{ls}, \quad \alpha \ll 1.$$

Au moment du dégazage de la première bulle :

$$C(p_s) \simeq C_{ls} \frac{p_s}{p^*} \frac{1}{\sqrt{1+(p_s/p^*)^2}}.$$

Ensuite

$$C \simeq C_{ls} \frac{(1-\alpha)(p/p^*)+\alpha(p_s/p^*)}{\sqrt{1+(p/p^*)^2}}.$$

Évolution en front d'onde. — Le long de la ligne caractéristique définie par

$$\frac{dX}{dt} = v + \varepsilon C$$

vitesse moyenne et pression varient suivant la relation :

$$dv + \varepsilon \frac{dp}{\rho C} = g(I-J)\,dt,$$

où $\varepsilon = +1$ pour une onde venant d'amont,

$\varepsilon = -1$ pour une onde d'aval.

I est la pente de la conduite comptée positive dans le sens descendant suivant la coutume,

J la perte de charge linéaire.

Introduisons la fonction d'état U telle que $d\,U = dp/\rho\,C$.

Tant que $p > p_s$ on peut supposer ρ, C constants, et l'on peut calculer l'évolution en front d'onde suivant des résultats déjà acquis. Donc, pour l'étude spécifique de l'effet du dégazage, on peut suivre le front d'onde depuis le profil où $p = p_s$ considéré comme origine.

Ensuite, avec les simplifications justifiées précédemment :

$$U(p)-U(p_s)=\frac{p^*}{\rho_{ls}C'_{ls}}\int_{p_s}^{p}\sqrt{1+\left(\frac{p^*}{p'}\right)^2}\,d\left(\frac{p'}{p^*}\right).$$

En posant $x = p/p^*$, l'intégrale est

$$I(X)=\mathrm{Log}\frac{x}{1+\sqrt{1+x^2}}+\sqrt{1+x^2}$$

qu'on peut limiter à sa partie principale $\mathrm{Log}\,x/2$. Alors

$$U(p)-U(p_s)=\frac{p}{\rho_{ls}C_{ls}}\mathrm{Log}\frac{p}{p_s}.$$

Cas 1. — La vitesse V reste petite devant la célérité.

La combinaison des conditions de fonctionnement hydraulique le long de AB et de CB (qui sera rapproché de OF jusqu'à se confondre) donne pour la vitesse :

$$2\frac{dV_F}{d\varepsilon X}=\frac{2\,dV_A}{d\varepsilon X}+g\frac{(I-J_F)}{C}-\frac{g(I-J_A)}{C_A}$$

et pour la fonction d'état U :

$$2\frac{d\varepsilon\,U_F}{d\varepsilon X}=\frac{g(I-J_A)}{C_A}+\frac{g(I-J_F)}{C}-\frac{2\,dV_A}{d\varepsilon X}.$$

Par exemple, si la perte de charge est négligeable, il vient avec $V_A = V_0$ et $C = C(p_s)$ constantes :

$$2\frac{C_{ls}\,d\varepsilon\,U_F}{g\,I\,d\varepsilon X}=1+\frac{p^*/p_s}{1+\varepsilon(\tilde{V}/C_{ls})(p^*/p_s)}.$$

D'où l'expression de la pression en front d'onde, immédiatement après le passage de la perturbation :

$$p=p_s\exp\left\{\left(1+\frac{p^*}{p_s}\right)\frac{\rho_{ls}\,g\,I(X-X_s)}{2\,p^*}\right\}.$$

Cas 2. — la vitesse V n'est pas négligeable par rapport à C.

Nous n'examinerons que le cas d'une conduite en pente avec perte de charge négligeable.

En supposant encore que $(C + \varepsilon V)/C_{ls} \ll 1$ et $C_A \simeq C_0$, il vient :

$$2\frac{C_0}{gI}\frac{d\varepsilon U}{d\varepsilon X} = 1 + \frac{C_0}{C+\varepsilon V};$$

or $V - \varepsilon U = V_A - \varepsilon U_A$.

Si on admet encore que $C_0/(C + \varepsilon V) \gg 1$, et en tenant compte de la variation de U_A avec X :

$$U_A(\varepsilon X) - U_A(0) = g\frac{I\varepsilon X}{C_0},$$

$$\frac{gI}{2}dX = \left[C(p) + U(p) + \varepsilon V_0 - \frac{gIX}{C_0} - U_A(0)\right]\frac{\partial U}{\partial p}dp.$$

Comme de manière approchée

$$\frac{\partial U}{\partial p} \simeq \frac{p^*}{\rho_{ls} C_0}\frac{1}{p}$$

on peut introduire un facteur intégrant et on obtient :

$$\frac{gIX}{C_0^2} = \left[\frac{\varepsilon V_0 + U(p_s) - U_A(0)}{C_0} + \frac{p_s}{p^*}(1-\alpha)\right]\left[1 - \left(\frac{p_s}{p^*}\right)^k\right]$$

$$+ \frac{\alpha k}{k+1}\left[\frac{p_s}{p}\left(\frac{p}{p_s}\right) - \left(\frac{p_s}{p}\right)^k\right] + \frac{1}{2}\left[\left(\frac{p_s}{p}\right)^k - \left(1 + k\,\mathrm{Log}\,\frac{p_s}{p}\right)\right] \quad \text{avec} \quad k = \frac{2p^*}{\rho_{ls} C_0^2}.$$

(*) Séance du 16 décembre 1974.

Institut de Mécanique des Fluides,
Laboratoire associé au C. N. R. S.,
2, rue Charles-Camichel,
31071 *Toulouse Cedex.*

MACHINES ET MÉCANISMES. — *Sur les flux et pertes d'énergie dans les transmissions épicycloïdales.* Note (*) de MM. **René Boudet** et **Raymond Siestrunck**, présentée par M. Maurice Roy.

De récents travaux [(1), (2)] confirment l'intérêt que présente pour la conception des transmissions épicycloïdales une méthode simple d'évaluation des flux d'énergie dans les différents axes et des pertes qu'entraîne cette circulation. Le but de la présente Note est de montrer comment, en généralisation des méthodes, trop peu connues, proposées en (3), la représentation cinématique des systèmes épicycloïdaux à partir du groupe des permutations de leurs axes (4) permet précisément de donner à l'analyse du comportement énergétique le caractère systématique et élémentaire que peut souhaiter le constructeur.

1. Soit un train épicycloïdal simple dont les trois arbres coaxiaux (planétaires 1 et 3, porte-satellite 4) ont les vitesses absolues de rotation ω_i et constituent un système à deux paramètres entièrement caractérisé, du point de vue cinématique, par la raison algébrique λ du train d'engrenages ordinaire obtenu en arrêtant le porte-satellite. A toute permutation $[x\,y\,z]$ des trois nombres 1, 3 et 4, on associe le rapport des vitesses angulaires relatives $\omega_x-\omega_z$ et $\omega_y-\omega_z$: la loi cinématique du mécanisme est traduite de toutes les manières équivalentes possibles (4) en égalant cette fraction à la représentation homographique de $[z\,y\,z]$ dans le groupe des permutations en fonction de la variable λ associée à l'élément neutre [1 3 4] et génératrice de la formule de Willis dans son expression usuelle. Les formes transposées correspondant aux permutations circulaires [3 4 1] et [4 1 3], puis à celles déduites par inversion des deux premiers nombres ont pour raisons :

$$\mu(\lambda)=\frac{1-\lambda}{-\lambda},\qquad \nu(\lambda)=\frac{-1}{\lambda-1};\qquad \lambda'=\lambda^{-1},\quad \mu'=\mu^{-1},\quad \nu'=\nu^{-1};$$

elles permettent l'analyse des divers modes de fonctionnement du train sans s'attacher à la signification géométrique de ces nombres, l'interprétation la plus commode de ceux-ci étant qu'ils coïncident avec les six rapports de transmission possibles entre deux arbres du train lorsque le troisième est arrêté.

Les associations de deux trains simples par accouplement de deux de leurs axes constituent des transmissions cinématiquement équivalentes à un train unique, avec dans chaque cas deux variantes selon que les trois axes distingués pour le fonctionnement global comprennent, en plus des deux arbres restés libres, l'un ou l'autre des arbres couplés. La permutation choisie comme unité dans la description de ces systèmes est arbitraire, aucune raison de base n'étant *a priori* définie de manière géométrique simple comme dans un train unique; cependant, *si on convient de placer en troisième position de la permutation l'arbre couplé*, on a le résultat suivant, qui donne une description automatique immédiate de tous les trains composés : *la raison Λ liée à la permutation considérée est le produit des raisons associées à l'utilisation de chacun des trains composants, telle qu'elle ressort du graphe fonctionnel de la transmission.* Le calcul des associations plus complexes s'effectue alors par réduction de proche en proche à partir de tels systèmes de deux trains.

2. Le paramètre dont la définition est la plus intuitive pour repérer la qualité de la transmission de puissance dans un train simple est le coefficient de perte $\varepsilon_\lambda=\varepsilon_{\lambda'}$ associé au fonc-

tionnement en train ordinaire, c'est-à-dire porte-satellite arrêté, et donnant, en proportion de la puissance transmise, le flux apparaissant sous forme calorifique dans les différentes irréversibilités du fonctionnement : une évaluation approchée en est relativement aisée pour une technique de fabrication donnée des dentures et des liaisons.

Dans le cas général où tous les arbres sont mobiles, ils fournissent au système des puissances algébriques P_i qui satisfont, en l'absence de pertes, aux relations

$$\frac{P_1}{\omega_1} = \frac{P_3}{-\lambda\omega_3} = \frac{P_4}{(\lambda-1)\omega_4},$$

exprimant l'équilibre dynamique du système en rotation uniforme et le premier principe de la thermodynamique; ces expressions peuvent être utilisées à évaluer les pertes ϖ, sous réserve que celles-ci restent faibles vis-à-vis des puissances considérées, en faisant porter le coefficient ε_λ sur la puissance effectivement transmise par engrènement, c'est-à-dire relative au porte-satellite

$$(1) \qquad \varpi = \varepsilon_\lambda \left| P_1 \left(1 - \frac{\omega_4}{\omega_1}\right) \right| = \varepsilon_\lambda \left| -P_3 \left(1 - \frac{\omega_4}{\omega_3}\right) \right|.$$

Cette écriture repose sur l'hypothèse, essentielle pour la suite, que ε_λ est indépendant de l'échelle des vitesses et des efforts dans la machine et caractérise de manière intrinsèque la transmission de puissance du train simple — ceci à une approximation que le manque de résultats expérimentaux systématiques ne permet malheureusement pas encore de préciser plus avant. On vérifie alors que les formules ([1]) *sont invariantes par rapport au groupe des permutations des axes si on effectue sur* λ, *comme précédemment en cinématique, les substitutions correspondant à la représentation du groupe et, simultanément, les suivantes* (écrites ici en permutations circulaires des raisons λ, μ, ν), définissant les coefficients énergétiques ε_μ, ε_ν,

$$(2) \qquad \varepsilon_\lambda = \varepsilon_{\lambda'} = |\mu|\varepsilon_\nu; \qquad \varepsilon_\mu = \varepsilon_{\mu'} = |\nu|\varepsilon_\lambda; \qquad \varepsilon_\nu = \varepsilon_{\nu'} = |\lambda|\varepsilon_\mu.$$

Il en résulte que la donnée des seuls coefficients géométrique λ et énergétique ε_λ, admis comme constitutifs du train ordinaire associé à un système épicycloïdal permet l'évaluation des irréversibilités de la transmission dans toute configuration de fonctionnement, et ceci, selon ([1]), à partir de la valeur *d'un seul rapport de vitesse et d'une seule des puissances :* comme dans tout problème pratique l'une de ces dernières est nécessairement imposée par la partie motrice ou réceptrice de l'installation, l'évaluation du rendement global de la transmission de puissance est donc toujours, à l'approximation considérée, assurée sans difficulté.

3. L'utilisation des substitutions ([2]) prend un intérêt tout particulier dans l'étude des trains composés, pour lesquels il peut ne pas y avoir de référence simple à un fonctionnement à caractère non épicycloïdal. En effet, l'élément neutre du groupe des permutations des axes distingués dans la constitution d'un train double étant choisi comme il a été dit au premier paragraphe, on voit aisément que *le coefficient de pertes attaché au fonctionnement selon cette configuration est la somme des coefficients relatifs à chacun des trains composants, calculés selon* ([2]) *pour les raisons associées à leurs fonctionnements respectifs.*

Ainsi, dans le système F ([4]), composé des trains simples (α) et (β) par les accouplements $3_\alpha = 4_\beta$ et $4_\alpha = 1_\beta$, l'élément neutre [I III IV] tel que $I = 1_\alpha$, $III = 3_\beta$ et $IV = 3_\alpha$ a pour raison le produit $\Lambda = \nu'_\alpha \lambda_\beta$ et pour coefficient de pertes la somme

$$E_\Lambda = \varepsilon^\alpha \left|\mu'_\alpha\right| + \varepsilon^\beta.$$

ε^α et ε^β étant les coefficients relatifs au fonctionnement des trains composants en régime non épicycloïdal; la perte elle-même est

$$\varpi = E_\Lambda \left| P_I \left(1 - \frac{\omega_{IV}}{\omega_I}\right)\right| = E_\Lambda \left| -P_{III}\left(1 - \frac{\omega_{IV}}{\omega_{III}}\right)\right|$$

Toute utilisation du système mettant en jeu une permutation différente des troix axes I, III, IV fera apparaître la raison déduite de Λ par la substitution homographique appropriée, le coefficient de pertes correspondant étant déduit de E_Λ par la permutation ([2]).

4. Le fonctionnement d'une transmission épicycloïdale quelconque permet de distinguer dans tous les cas un arbre x préférentiellement moteur, un arbre y préférentiellement récepteur et un arbre z indifféremment moteur ou récepteur, supportant un asservissement de vitesse propre au réglage du rapport de transmission (mise à l'arrêt ou plus généralement commande continue à l'aide d'un variateur). Il est toujours possible, d'après ce qui précède, de préciser simplement, à partir des données géométriques et physiques des constituants, la raison a et le coefficient de pertes ε_a associés à la permutation $[x\ y\ z]$ des trois arbres. La discussion des transferts de puissance en fonction du paramètre de réglage $\zeta = \omega_z/\omega_x$ est alors immédiate : pour P_x constamment positif, les flux et le rendement global ρ de la transmission sont, selon les grandeurs respectives de ζ et de la fonction $\nu(a)$, tels que

	Flux	$\frac{1-\rho}{\varepsilon_a}$
$\nu\zeta < 0$	$P_y < 0,\ P_z > 0$	$\frac{\lvert 1-\xi\rvert}{1+(a-1)\zeta}$
$\zeta(\zeta-\nu) < 0$	$P_y < 0,\ P_z < 0$	$\lvert 1-\zeta\rvert$
$\nu(\zeta-\nu) > 0$	$P_y > 0,\ P_z < 0$	$-\frac{\lvert 1-\zeta\rvert}{(a-1)\zeta}$

(*) Séance du 13 novembre 1974.

(1) D. J. Sanger, *Mechanism and Machine Theory*, 7, 1972, p. 103-109.
(2) F. Freudenstein et A. T. Yang, *Mechanism and Machine Theory*, 7, 1972, p. 263-275.
(3) G. Fleischel, *Les trains planétaires*, Soc. Ing. Aut., Paris, 1962.
(4) R. Siestrunck, *Rev. Fr. de Mécan.*, 45, 1973, p. 5-12.

École Normale supérieure de l'Enseignement technique, 61, *avenue du Président-Wilson*, 94230 *Cachan;*

Université Paris VI, Laboratoire de Mécanique physique, 2, *place de la Gare-de-Ceinture*, 78210 *Saint-Cyr-l'École.*

AÉROTHERMIQUE. — *Influence de la température de paroi sur la direction des lignes de courant pariétales dans une couche limite turbulente compressible tridimensionnelle.* Note (*) de M. **Jean-François Arnaudon**, transmise par M. Léopold Escande.

A l'aide d'une méthode d'enduit, les directions des lignes de courant pariétales sont mesurées sur un cône de révolution en incidence pour différentes températures de paroi dans un écoulement supersonique.

Dans une Note précédente ([1]), les expériences sur un cône en incidence dans un écoulement à Mach 3,4 mettaient en évidence l'influence de la température de paroi sur l'intensité de l'écoulement transversal de la couche limite laminaire. En particulier, la mesure de la direction des lignes de courant pariétales permettait de constater une forte diminution de l'intensité de cet écoulement transversal quand la maquette était refroidie, ce qui était également vérifié par le calcul ([2]).

Afin d'étudier l'effet de la température de paroi dans le cas d'une couche limite turbulente tridimensionnelle, une série d'expériences a été entreprise dans les mêmes conditions que dans ([2]), c'est-à-dire avec les caractéristiques suivantes : la maquette est un cône de 10° de demi-angle, placée à des incidences croissantes de 5, 10, 11, 13, 15° dans un écoulement à Mach 3,37 avec un nombre de Reynolds de $1{,}8.10^7$. Ce nombre de Reynolds est calculé à partir des conditions sur le cône sans incidence et de la distance des points de mesure à la pointe du cône; 5 cm dans le cas présent.

Les mesures des lignes de courant pariétales ont été effectuées à trois températures T_p de paroi différentes avec une température génératrice T_t égale à la température ambiante, ces trois températures correspondent aux trois valeurs suivantes de $g_p = T_p/T_t$: 0,52, 1 et 1,34.

Deux maquettes ont été réalisées, l'une avec chauffage, l'autre avec refroidissement (*fig.* 1), leur paroi en cuivre étant d'une épaisseur de 6 mm. Malgré la grande conductibilité du cuivre et la capacité calorifique apportée par la paroi épaisse, le transfert de chaleur très important entraîne une variation de température de surface de 20° au cours d'une rafale dont la durée est de 1 s. Les valeurs de g_p données plus haut sont donc des valeurs moyennes au cours d'un essai.

L'enduit préalablement déposé sur la maquette est un mélange de noir de fumée et d'un liquide choisi en fonction de la température de paroi. Pour les températures de 150°C ($g_p = 1{,}34$), l'enduit est une résine époxyde à viscosité élevée, dans le cas de la paroi refroidie, l'enduit est du pentane dont le point de solidification à 130 K est très voisin de la température de paroi de 140 K en début de rafale. Le point d'ébullition étant très près de la température ambiante, il est nécessaire d'injecter l'enduit sur la maquette préalablement refroidie et protégée par une enveloppe isolante pour éviter la formation de givre.

La mesure des lignes de courant s'effectue après arrêt de la soufflerie et réchauffement rapide de la maquette à l'aide d'un faisceau infrarouge, la maquette devant rester en atmosphère sèche pour éviter l'apparition de givre. Les lignes de courant sont alors définies

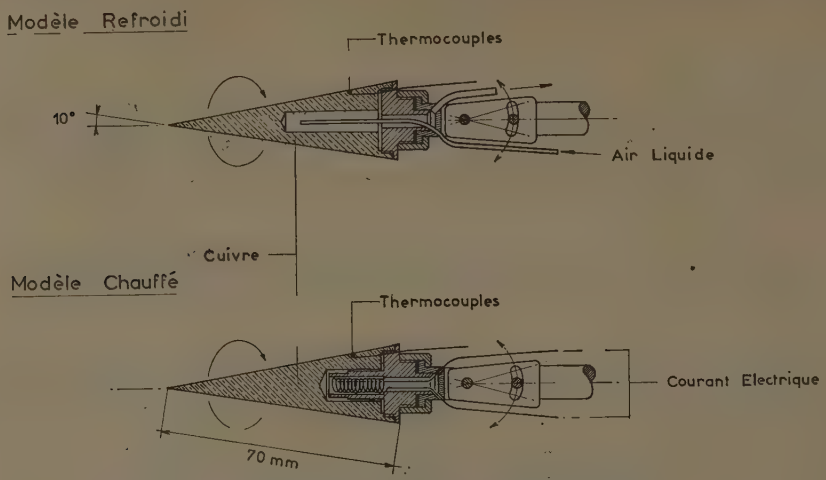


Fig. 1. — Maquettes pour mesure de transfert de chaleur.

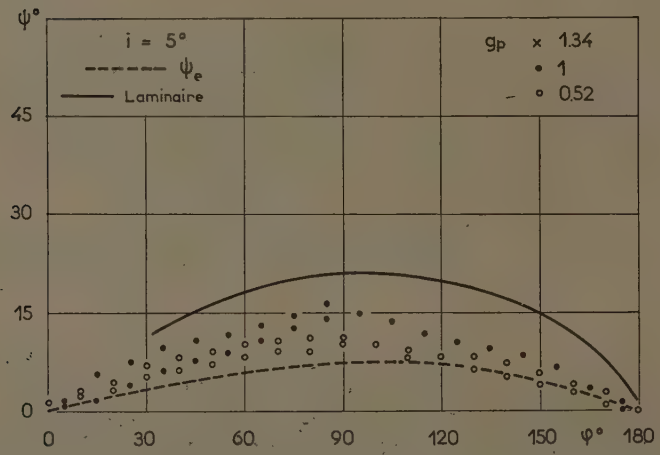


Fig. 2. — Effet de la température de paroi sur la direction du frottement pariétal $i = 5°$.

par des dépôts de noir de fumée sous forme de lignes de 2 à 3/10 de millimètre de largeur. A température ambiante ($g_p = 1$) les mesures sont faites suivant les méthodes classiques.

La figure 2 montre le résultat obtenu pour une incidence de 5° sans décollement. L'angle ψ d'une ligne de courant pariétale avec une génératrice du cône peut être comparé avec l'angle ψ_e d'une ligne de courant de l'écoulement extérieur, cet écoulement extérieur étant calculé à partir de la répartition expérimentale de pression en supposant que l'écoulement est isentropique sur la surface du cône. On peut discerner un écart entre le cas où la paroi est refroidie et le cas où la paroi est à température ambiante. Cet écart augmente avec l'incidence (*fig.* 2, 3 et 4). Par contre, la position du décollement ne semble pas être systématiquement modifiée en fonction de la température de paroi. Ce résultat avait déjà été constaté avec une couche limite laminaire. Pour une incidence de 15°, on

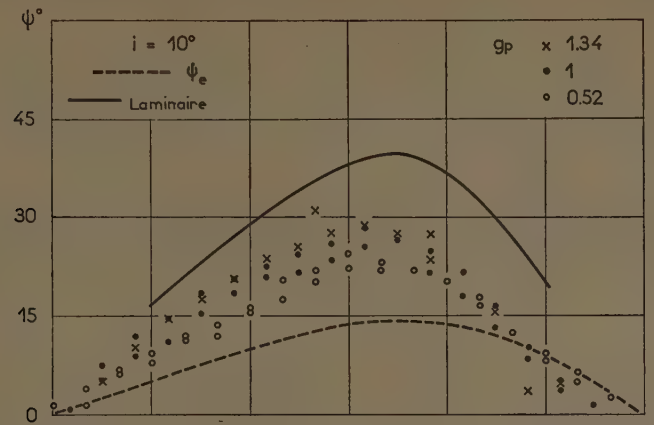


Fig. 3. — Effet de la température de paroi sur la direction du frottement pariétal $i = 10°$.

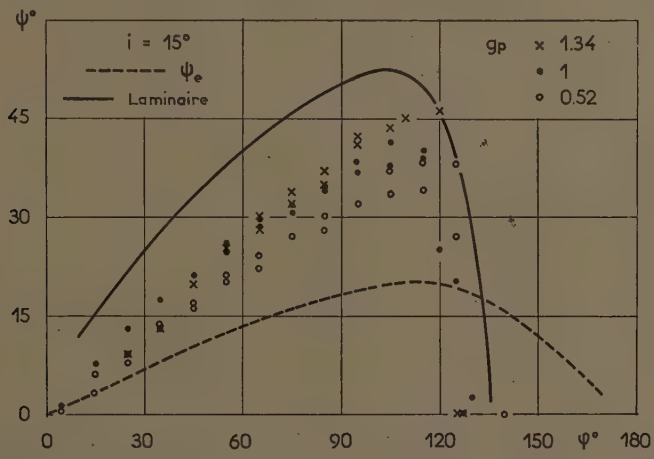


Fig. 4. — Effet de la température de paroi sur la direction du frottement pariétal $i = 15°$.

constate également qu'avec chauffage, on obtient une intensité d'écoulement transversal plus grande qu'à température ambiante, cette différence n'était pas décelable à une incidence de 10°.

En conclusion, bien que l'effet de la température de paroi soit moins marqué qu'en laminaire (courbe en trait plein pour $g_p = 1$), on constate cependant une influence non négligeable de la température de paroi sur l'intensité de l'écoulement transversal, cette influence s'accentue avec l'incidence.

(*) Séance du 16 décembre 1974.

(1) J. F. Arnaudon, G. Barnaud et L. F. Tsen, *Comptes rendus*, 268, série A, 1969, p. 187.
(2) L. F. Tsen et J. F. Arnaudon, *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, 15, 1972, p. 1373-1393.

Centre d'Études aérodynamiques et thermiques,
route de l'Aérodrome,
86000 *Poitiers.*

ÉLECTRONIQUE. — *Stockage de charges négatives dans la silice thermique par irradiation électronique.* Note (*) de MM. **Gérard Sarrabayrouse** et **Jean Buxo**, transmise par M. Léopold Escande.

Des charges positives sont en général stockées dans l'oxyde d'une structure M. O. S. après une irradiation électronique. Les résultats présentés montrent que sous certaines conditions relatives à l'épaisseur de l'électrode métallique, à l'énergie des électrons incidents et au signe de la tension appliquée durant irradiation, des charges négatives sont stockées dans l'oxyde. Ces résultats peuvent être interprétés en considérant qu'à une hétérojonction les émissivités des deux matériaux présents sont différentes.

Le piégeage des charges positives dans l'oxyde d'une structure M. O. S. après irradiation a été observé par plusieurs auteurs [(1), (5)]. Le piégeage de charges négatives a surtout été obtenu par injection par avalanche et semble très lié à la présence d'eau dans l'oxyde [(6), (7)]. Les expériences particulières présentées ici montrent la possibilité de piéger des charges négatives par irradiation électronique à basse énergie.

Les couches de silice d'épaisseur égale à 3 000 Å sont obtenues par oxydation thermique d'un substrat de silicium de 5 Ω.cm dans une atmosphère d'oxygène sec à 1 150°C. Une couche d'aluminium d'épaisseur 200, 500 ou 2 000 Å est déposée sur l'oxyde et constitue le seul paramètre variable au cours de nos expériences. Ces échantillons sont ensuite irradiés avec des électrons d'énergie comprise entre 1 et 10 keV, le flux étant maintenu égal à 2.10^{14} e cm^{-2} mn^{-1}. La méthode de mesure utilisée est celle de la capacité dynamique (C−V) (8) mesurée à une fréquence de 187 kHz. Dans notre cas la densité d'états de surface induits par irradiation est très faible et les évolutions de la courbe C (V) peuvent être uniquement attribuées à la création de charges dans l'oxyde.

Les profondeurs de pénétration des électrons incidents ont été estimées sur la base des travaux effectués par V. E. Cosslet et R. N. Thomas (9) et W. E. Spear (10). Sur cette base et dans le cas des structures M. O. S. testées, les énergies nécessaires pour atteindre les interfaces $M-SiO_2$ (E_1) et SiO_2-Si (E_2) sont représentées sur la figure 1.

Sur le plan expérimental, les courbes C (V) respectivement obtenues avant et après irradiation sont aussi représentées sur cette figure et montrent clairement un stockage de charges négatives dans le cas d'électrodes métalliques d'épaisseur égale à 200 et 500 Å et pour des tensions de polarisation sous irradiation respectivement égales à −8 et −5 V. La figure 1 montre aussi pour chaque épaisseur de l'électrode métallique la gamme d'énergie dans laquelle le stockage de charges négatives a été observé. Dans les conditions d'épaisseur de l'électrode métallique et d'énergie précédemment mentionnées le phénomène intervient pour toutes les valeurs négatives de la tension appliquée.

La figure 2 montre l'influence de la tension sur le déplacement ΔV_G de la courbe C (V_G). Ce déplacement étant l'image de la charge stockée dans l'oxyde, il apparaît que la charge maximale stockée et la vitesse de stockage de ces charges sont des fonctions croissantes de $|V_R|$. De plus aucune modification de la courbe C (V) n'a été observée après irradiation sous $V_R = 0$ d'une structure M. O. S. avec une électrode de 200 Å soumise à une irradiation électronique de 2 keV jusqu'à des doses de $1{,}2.10^{16}$ cm^{-2}. Comme le montre la figure 2 dans le cas précédent $V_R = 0$ semble être une limite de tension séparant les deux comportements : le classique stockage de charges positives obtenues pour $V_R > 0$ et le stockage particulier de charges négatives pour $V_R < 0$.

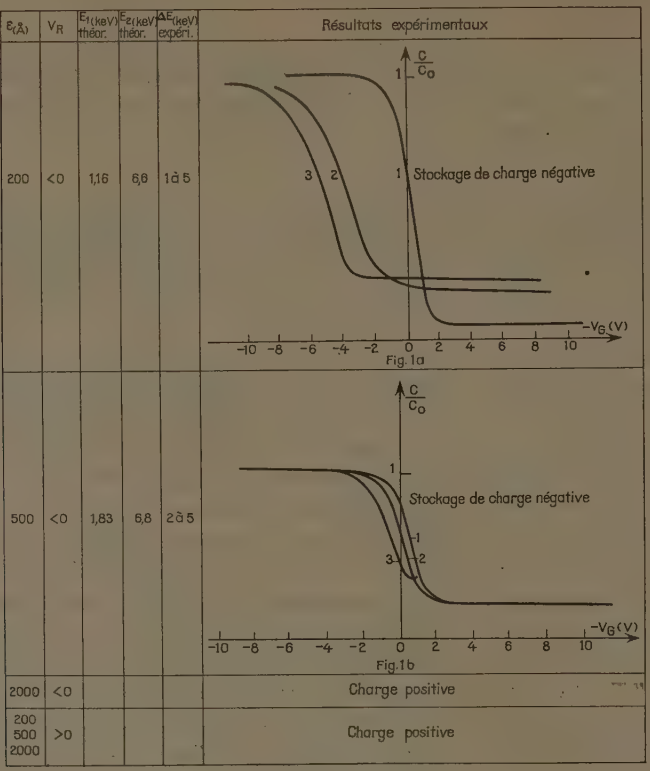


Fig. 1. — Résultats expérimentaux :

ε, épaisseur de l'électrode métallique;

V_R, tension appliquée durant irradiation;

E_1, E_2, énergie théorique des électrons incidents nécessaire pour atteindre respectivement les interfaces M—O et O—S;

ΔE, gamme d'énergie dans laquelle le phénomène apparaît expérimentalement.

(*a*) Courbe $C(V_G) - V_R = -8$ V :

1 : avant irradiation; 2 : après 3 mn d'irradiation à 2 keV; 3 : après 9 mn d'irradiation à 2 keV.

(*b*) Courbe $C(V_G) - V_R = -5$ V :

1 : avant irradiation; 2 : après 5 mn d'irradiation à 4 keV; 3 : après 20 mn d'irradiation à 4 keV

La possibilité de piéger des charges négatives dans l'oxyde a déjà été montrée au cours d'expériences de photo-émission [(11), (12)] ou d'injection par avalanche. Il est à noter qu'au cours de ces expériences seuls les oxydes dopés au chrome (11) ou les oxydes humides (7) présentaient cette propriété. La nature des centres piégés semble en conséquence différente dans notre cas car aucun dopage n'intervient dans nos oxydes secs.

Un recuit à 150°C dans une atmosphère d'azote hydrogénée pendant 30 mn est suffisant pour décharger complètement l'oxyde alors que dans le cas de E. H. Nicollian et coll. (7) un recuit en atmosphère humide à 200°C est nécessaire pour réduire la charge stockée.

Le stockage de charge à une hétérojonction sous irradiation ([13]) est déterminé par la différence des coefficients d'émission des deux matériaux présents. Les résultats que nous avons obtenus peuvent être interprétés sur cette base. Les expériences d'absorption électroniques par des lames métalliques effectuées par H. Kanter ([14]) montrent que lorsque l'épaisseur de la lame diminue, l'énergie absorbée par microgramme de métal augmente très rapidement aux alentours de 500 Å, cette densité d'énergie étant proportionnelle au coefficient d'émission pour des énergies incidentes inférieures à 10 keV. Il apparaît alors que dans ces conditions le coefficient d'émission secondaire du métal puisse être supérieur à celui de l'oxyde. L'influence du signe et de la valeur du champ électrique se manifeste en contrôlant l'émission de la couche d'oxyde sous irradiation.

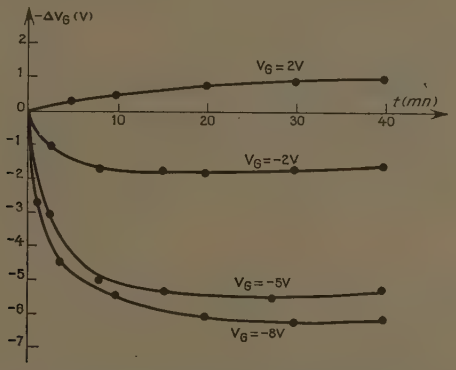


Fig. 2. — Influence de la tension appliquée durant irradiation ($\varepsilon = 200$ Å, $E = 2$ keV). ΔV_G, déplacement de la courbe $C(V_G)$ après irradiation; t, durée de l'irradiation.

Lorsque l'énergie des électrons incidents est faible comme au cours des expériences de E. H. Nicollian, il n'y a pas de piégeage d'électrons dans les oxydes secs. Dans notre cas, les électrons hautement énergétiques peuvent créer des défauts agissant comme des pièges à électrons au cours de l'irradiation.

(*) Séance du 23 septembre 1974.

([1]) K. H. Zaininger et coll., *R. C. A. Review*, 240, 1967, p. 208.
([2]) C. W. Gwynn, *J. A. P.*, n° 12, 1969, p. 40.
([3]) E. Koii, *Philips Research Report*, 20, 1965, p. 595.
([4]) J. B. Lindmayer, *I. E. E. E. Trans. Nucl. Sci.*, (Meeting), 1971.
([5]) H. L. Hughes, *Proc. I. E. E. E. Reliability Physics Conference*, Las Vegas, mars 1971.
([6]) E. H. Nicollian et coll., *Appl. Phys. Let.*, 15, n° 6, 1969, p. 174.
([7]) E. H. Nicollian et coll., *J. A. P.*, 42, n° 13, 1971, p. 5654.
([8]) K. H. Zaininger, *Trans. Nucl. Sci.*, NS-13, n° 6, 1966, p. 237.
([9]) V. E. Cosslet et coll., *Brit. J. Appl. Phys.*, 15, 1964, p. 1283.
([10]) W. E. Spear,. *Proc. Phys. Soc.*, 68 B, 1955, p. 991.
([11]) J. L. Peel et coll., *Trans. Nucl. Sci.*, NS-28, n° 6, 1971, p. 84.
([12]) R. Williams, *Phys. Rev.*, 140, 1965, p. 1569.
([13]) J. Buxo, *Thèse d'État*, n° 484, Toulouse, 1972.
([14]) H. Kanter, *Phys. Rev.*, 152, 1966, p. 780.

Laboratoire d'Automatique et d'Analyse des Systèmes du C. N. R. S.,
7, *avenue du Colonel-Roche*,
B. P. n° 4036,
31055 *Toulouse Cedex*.

MICROSCOPIE ÉLECTRONIQUE. — *Étude au moyen d'une microsonde Auger des effets du mouvement intermittent de frottement sur un acier inoxydable.* Note (*) de MM. **Noboru Takahashi, Katsuzô Okada** et **Masanao Hotta**, transmise par M. Gaston Dupouy.

Les auteurs étudient, au moyen des images obtenues en microscopie électronique par balayage, l'aspect morphologique des traces caractéristiques formées par frottement d'une pointe de diamant sur un échantillon d'acier inoxydable. Une microsonde Auger leur permet, en outre, de montrer un changement remarquable de la densité de tous les éléments existant sur la surface rayée de l'échantillon.

On a trouvé que le mouvement intermittent de frottement laisse des traces caractéristiques sur une rainure formée par glissement d'une pointe de diamant sur un échantillon d'acier inoxydable ([1]). Ces traces sont désormais désignées sous le nom de « stick-slip ». Elles se distinguent par leur aspect morphologique composé de lamelles entassées, écrasées et montant sur une région voisine, en avant, comme le montrent S_1 et S_2 sur la figure 1 *d*.

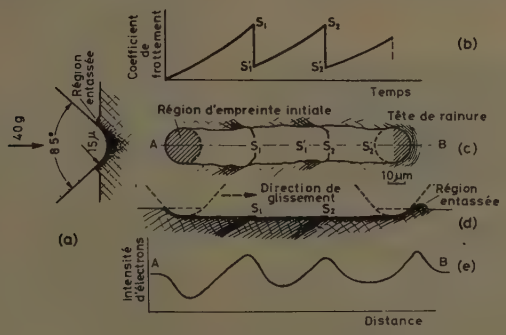


Fig. 1. — Schéma montrant la corrélation entre le mouvement intermittent de frottement et les traces laissées sur la rainure formée par glissement : diamant sur acier inoxydable 18-8, ainsi que la densité superficielle des éléments participant au frottement.

(*a*) Frotteur conique de diamant chargé de 40 g. (*b*) Coefficient de frottement. S_1 et S_2 : commencement de « slip ». S'_1 et S'_2 : terminus de « slip »; (*c*) Rainure formée. Les aires hachurées montrent une projection de l'aire de contact entre les surfaces frottantes; (*d*) Coupe de la rainure (*c*) montrant l'aspect morphologique des traces caractéristiques S_1 et S_2 et de la région entassée à la tête de la rainure (*e*) Spectre Auger enregistré le long de la ligne AB (*c*) d'un élément sélectionné de surface.

Il est très important de confirmer, s'il y a lieu, le changement dans la densité superficielle des éléments le long de la rainure. Dans ce but on a fait une observation de la rainure au moyen d'une microsonde Auger. La trace de frottement a été enregistrée, au moyen d'un appareil construit au laboratoire, dans les conditions suivantes : frotteur conique ayant une pointe de rayon de courbure de 15 µm et un angle au sommet de 85°, chargé de 40 g. Le glissement s'effectue dans l'air, sans lubrifiant, à la vitesse de 0,01 mm/s. La surface à rayer était celle d'un acier inoxydable polycristallin bien recuit dont la composition en poids est

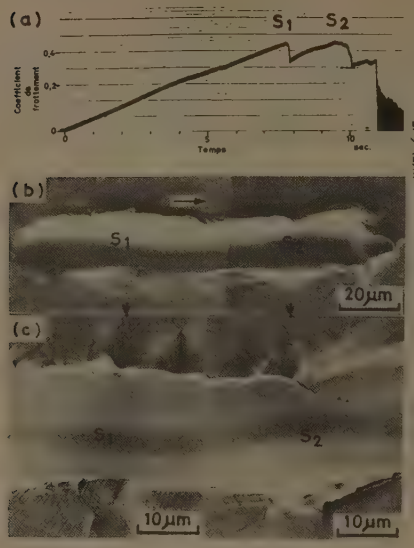


Fig. 2

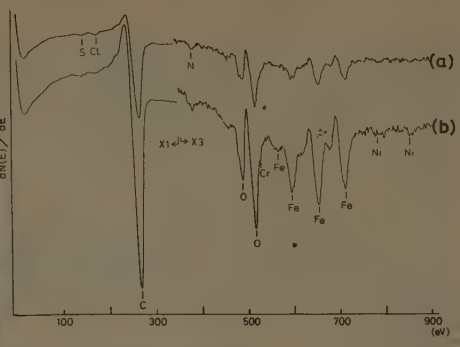


Fig. 3

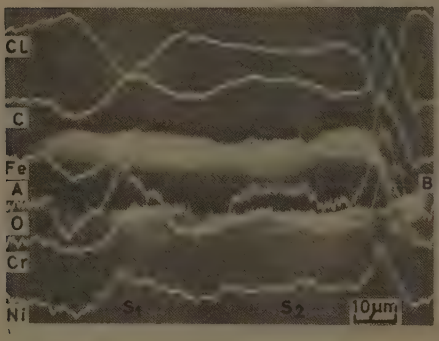


Fig. 4

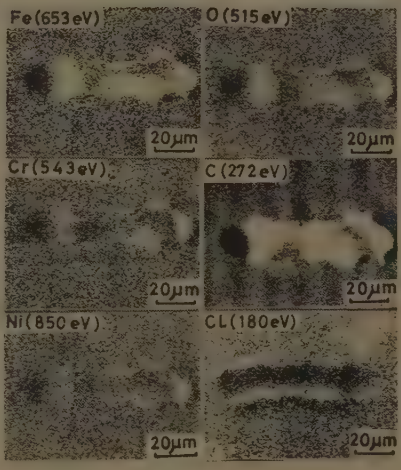


Fig. 5

Fig. 2. — (*a*) Trace de frottement; (*b*) Micrographie électronique à balayage des traces caractéristiques correspondant à S_1 et S_2 de la figure 2; (*c*) Images agrandies de S_1 et S_2 de la figure 2 (*b*).

Fig. 3. — Spectres Auger obtenus à partir de la région polie (*a*) et de la rainure (*b*).

Fig. 4. — Spectres Auger enregistrés le long de la ligne AB sur l'image de la rainure. Pour chaque spectre la sensibilité est contrôlée de manière que la hauteur du pic soit comparable.

Fig. 5. — Images formées par électrons Auger de chaque élément montré sur la figure 4 à partir de la rainure

la suivante : Cr 18,10, Ni 8,78, S 0,10, Cu 1,17, Mn 1,17, Si 0,58, Mo 0,06, P 0,01 % respectivement. L'échantillon est poli électrolytiquement dans une solution d'acide perchlorique et d'éthylène-glycol-éther monobutylique et lavé dans de l'eau distillée. La surface rayée a ensuite été observée au moyen de la microsonde Auger JAMP-3 ayant une résolution de 250 Å en microscopie électronique à balayage et de 5 000 Å en spectroscopie

Auger. Cela permet de révéler le changement de la densité superficielle des éléments, qui résulte du « stick-slip ». Dans la figure 1 nous avons schématisé la corrélation qui existe entre les divers facteurs expérimentaux.

La figure 2 *a* montre une trace de frottement où l'on voit deux « stick-slips » : le premier S_1 est net, le deuxième S_2 l'est moins. Deux traces caractéristiques, S_1 et S_2, sont observées sur la micrographie électronique à balayage de toute la rainure (*fig.* 2 *b* et *c*). Cela confirme un résultat déjà obtenu [1].

La figure 3 montre des spectres Auger obtenus respectivement à partir de la région polie et de la région rayée. On y trouve une trace de chlore provenant des électrolytes utilisés pour préparer la surface d'acier inoxydable comme on l'a déjà observé [2]. Cette trace, quoique très faible, est très difficile à éliminer par lavage chimique, mais une abrasion très légère peut la faire disparaître complètement.

La figure 4 montre des spectres Auger de chacun des éléments existant sur la surface rayée d'acier inoxydable, enregistrée le long de la rainure depuis la région d'empreinte initiale jusqu'à celle entassée à la tête de la rainure. On constate qu'un changement remarquable dans la densité a lieu pour tous les éléments intéressés.

Au premier « stick-slip » et dans la région entassée à la tête de la rainure, la densité du chlore diminue remarquablement; au deuxième « stick-slip », moins net, elle tend à diminuer légèrement. Tous les autres éléments montrent des variations semblables de densité superficielle et en sens inverse de celle du chlore.

Le carbone et l'oxygène adsorbés sur toute la surface de l'acier inoxydable subissent une abrasion au fond de la rainure; mais les variations de densité superficielle le long de la rainure sont inverses de celle du chlore. Cela s'explique par leur grande quantité (*fig.* 3) qu'on ne peut pas éliminer par une abrasion dans l'air et par l'état d'adhésion des atomes de ces éléments dans le réseau à deux dimensions de l'échantillon où ils occuperaient des points de réseau. Cette situation leur permettrait d'avoir le même comportement que les atomes métalliques de l'échantillon.

Ainsi, on peut dire qu'au premier « stick-slip » où la force de frottement atteint à un maximum (S_1 sur la figure 2 *a*), un contact véritable (une adhésion) a lieu entre les surfaces frottantes et la densité superficielle du chlore diminue remarquablement. C'est le cas aussi pour la tête de la rainure. Des films contaminés couvrant la surface y sont éliminés localement par la force de frottement appliquée sur le frotteur [3].

Que ce soit sur l'image électronique obtenue par balayage ou sur les spectres Auger, on ne peut pas préciser mieux que plusieurs microns la position exacte où la force de frottement atteint son maximum. Ceci est lié à l'incertitude sur la position exacte des points de contact sur les surfaces de frottement.

Les spectres Auger obtenus à partir de la rainure montrent que tous les éléments, sauf ceux adsorbés, présentent un comportement semblable. Une augmentation remarquable dans la densité superficielle des éléments a lieu à cause de l'évolution d'une matière très comprimée due au « stick » et à la tête de la rainure. Dans la région d'empreinte initiale et dans celle de « slip » les éléments superficiels tendent à être abrasés et leur densité diminue. Des images de chaque élément formées par électrons Auger à partir de la rainure montrent également un changement intermittent dans sa densité superficielle, correspondant à celui de la figure 4. Cela est visible sur la figure 5. Les spectres Auger révèlent donc un changement dans la densité correspondant au mouvement intermittent de frottement. Comme ils concernent directement un changement dans la densité superficielle des éléments participant

au frottement, ils sont plus sensibles au changement du coefficient de frottement que les traces caractéristiques telles que S_1, S_2, ... sur la rainure; celles-ci sont produites par déformation due à la force de frottement.

Des résultats détaillés feront l'objet d'une autre publication.

(*) Séance du 16 septembre 1974.

(1) N. Takahashi, K. Okada et M. Yoshida, *Wear*, 28, 1974, p. 285.

(2) N. Takahashi et K. Okada, *Jap. J. Appl. Phys.*, 11, 1972, p. 1580.

(3) Une charge de 40 g appliquée sur la pointe de rayon de courbure de 15 µm donne 4.10^2 kg/mm² sur l'aire hachurée de contact de la région d'empreinte initiale (*fig.* 1 *a* et *c*). La pression sur les régions de contact véritable où des jonctions sont formées serait encore plus grande.

N. T. et K. O. :
Université de Yamanashi,
Kofu, Japon;
M. H. :
Japan Electron Optics Laboratory Co., Ltd.
Akishima, Tokyo, Japon.

SPECTROSCOPIE MOLÉCULAIRE. — *Spectre électronique des molécules* LaH *et* LaD. Note (*) de MM. **Roger Bacis**, **Alain Bernard** et **André Zgainsky**, transmise par M. Georges Déjardin.

Trois nouveaux systèmes de bandes électroniques de LaH ont été excités, entre 5 300 et 6 500 Å, à l'aide d'une lampe à cathode creuse. Des systèmes de LaD correspondant à deux des précédents ont également été observés. La structure rotationnelle des bandes, les intensités relatives des branches P, Q, R, ainsi que le dédoublement Λ ont permis d'attribuer ces systèmes à des transitions entre des états singulets (Σ, $\Delta \rightarrow \Pi$) et entre des états triplets ($\Phi \rightarrow \Delta$).

Les spectres électroniques des hydrures des éléments du groupe (III *a*) ne sont pas connus (lanthane et yttrium) ou leur analyse est très incomplète (scandium) ([1]). Indépendamment de son intérêt théorique ([2]), leur connaissance peut être importante dans les domaines de l'astrophysique ou de la chimie des hautes températures. D'autre part, comme le spin nucléaire et le moment magnétique élevés des atomes de scandium et de lanthane induisent dans les oxydes correspondants une structure magnétique hyperfine ([3]), la mise en évidence du spectre des hydrures devrait permettre d'examiner l'évolution de cette structure.

Les spectres ont été excités à l'aide d'une lampe à cathode creuse dont les parois sont formées de lanthane métallique. Cette lampe fonctionne avec une atmosphère d'argon ou de néon contenant des traces d'hydrogène ou de deutérium. L'intensité lumineuse est multipliée par un facteur de 2 à 3, en s'arrangeant de telle sorte qu'une mince couche d'hydrure ou de deutérure se forme préalablement sur la paroi interne de la cathode. Un miroir concave réfléchissant vers l'avant le flux lumineux sortant à l'arrière de la lampe permet encore d'accroître de moitié cette intensité lumineuse. La lampe comporte deux anodes. Lorsque le courant est, pour chacune de celles-ci, d'environ 100 mA, la température de rotation est voisine de 800 à 600 K suivant que la source est refroidie par une circulation d'eau ou d'azote liquide.

Les spectres ont été enregistrés entre 4 700 et 6 600 Å pour LaH, et entre 5 600 et 6 600 Å pour LaD, à l'aide d'un spectrographe à réseau (1 200 traits par millimètres) disposé suivant le montage Ebert. Dans le troisième ordre et le domaine spectral considéré la dispersion inverse moyenne est voisine de 0,95 Å/mm. Les systèmes de bandes sont peu intenses et les durées de pose varient de 5 à 20 h.

L'aspect du spectre est en général complexe; il existe de nombreuses raies et la plupart des arêtes des bandes sont peu distinctes. Ceci résulte de l'existence d'un grand nombre de systèmes, puisque les seules bandes observées correspondent à la séquence $\Delta v = 0$ (limitée à une ou deux bandes par système). De plus, de nombreuses perturbations et prédissociations se manifestent pour des nombres quantiques de rotation peu élevés. Les longueurs d'onde (Å) des arêtes Q suffisamment nettes sont indiquées, dans le tableau avec l'attribution à divers systèmes.

Les systèmes les plus intenses s'étendent de 6 000 à 6 450 Å. D'autres existent entre 5 600 et 6 000 Å, la plupart sans arête bien apparente. Enfin, pour LaH, des systèmes encore plus faibles apparaissent entre 5 350 et 5 450 Å. Le plus intense de tous ces systèmes a été attribué à une transition $^3\Phi \rightarrow {}^3\Delta$, ainsi que le montrent l'existence de trois sous-systèmes sensiblement équidistants, la forme des branches, leurs intensités relatives,

l'absence de dédoublement Λ, et le nombre quantique de rotation des premières raies. L'étude du sous-système de plus grandes longueurs d'onde ($^3\Phi_2 \rightarrow {}^3\Delta_1$) est rendue très difficile par des superpositions et des perturbations. Chacun des deux autres sous-systèmes est formé de deux bandes (0, 0) et (1, 1) d'origines voisines ($\omega'_e \simeq \omega''_e$), la bande (1, 1) étant nettement moins intense que la bande (0, 0) (en partie à cause de la basse température des gaz). Les séquences $\Delta v = \pm 1$ n'ont pas été décelées (les bandes qui les composent sont probablement très faibles). L'existence de deux autres systèmes, correspondant à des transitions $^1\Delta \rightarrow {}^1\Pi$ et $^1\Sigma \rightarrow {}^1\Pi$, avec le même état inférieur $^1\Pi$, a été reconnue, mais on a observé seulement les bandes (0, 0). Il n'a pas été possible de déterminer l'écart entre les états triplet Δ et singulet Π.

Tableau

LaH	LaD	(v', v'')	Système
5 376,4	–	(0, 0)	$^1\Sigma \rightarrow {}^1\Pi$
5 434,2	–	–	–
5 746,2 (*)	–	–	–
6 114,8	6 110,4	(0, 0)	$^3\Phi_4 \rightarrow {}^3\Delta_3$
6 118,0	6 111,6	(1, 1)	
6 245,5	6 243,9	(0, 0)	$^3\Phi_3 \rightarrow {}^3\Delta_2$
–	6 243,9	(1, 1)	
(6 390)	(6 388)	–	$^3\Phi_2 \rightarrow {}^3\Delta_1$
6 400,6	6 403,5	(0, 0)	$^1\Delta \rightarrow {}^1\Pi$

(*) Probablement arête R.

On distingue sur la planche ci-jointe les principaux systèmes. Le spectre de LaH (décharge dans l'argon) peut être comparé à celui de LaD (néon). C'est le faible déplacement entre les origines des bandes, dû à l'effet isotopique sur la vibration, qui a permis de les affecter à la séquence $\Delta v = 0$. En effet, la valeur $\rho = \sqrt{\mu_i/\mu} \simeq \sqrt{2}$ (μ et μ_i désignant les masses réduites de LaH et de LaD) entraînerait une valeur très importante de l'écart $\Delta v_0\,(v', v'')$ pour toute séquence $\Delta v \neq 0$.

Il faut remarquer enfin que les toutes premières composantes de rotation des branches Q (les premières raies R et P ne sont pas observées à cause des superpositions) semblent un peu élargies, ce phénomène étant probablement dû à un effet de structure hyperfine.

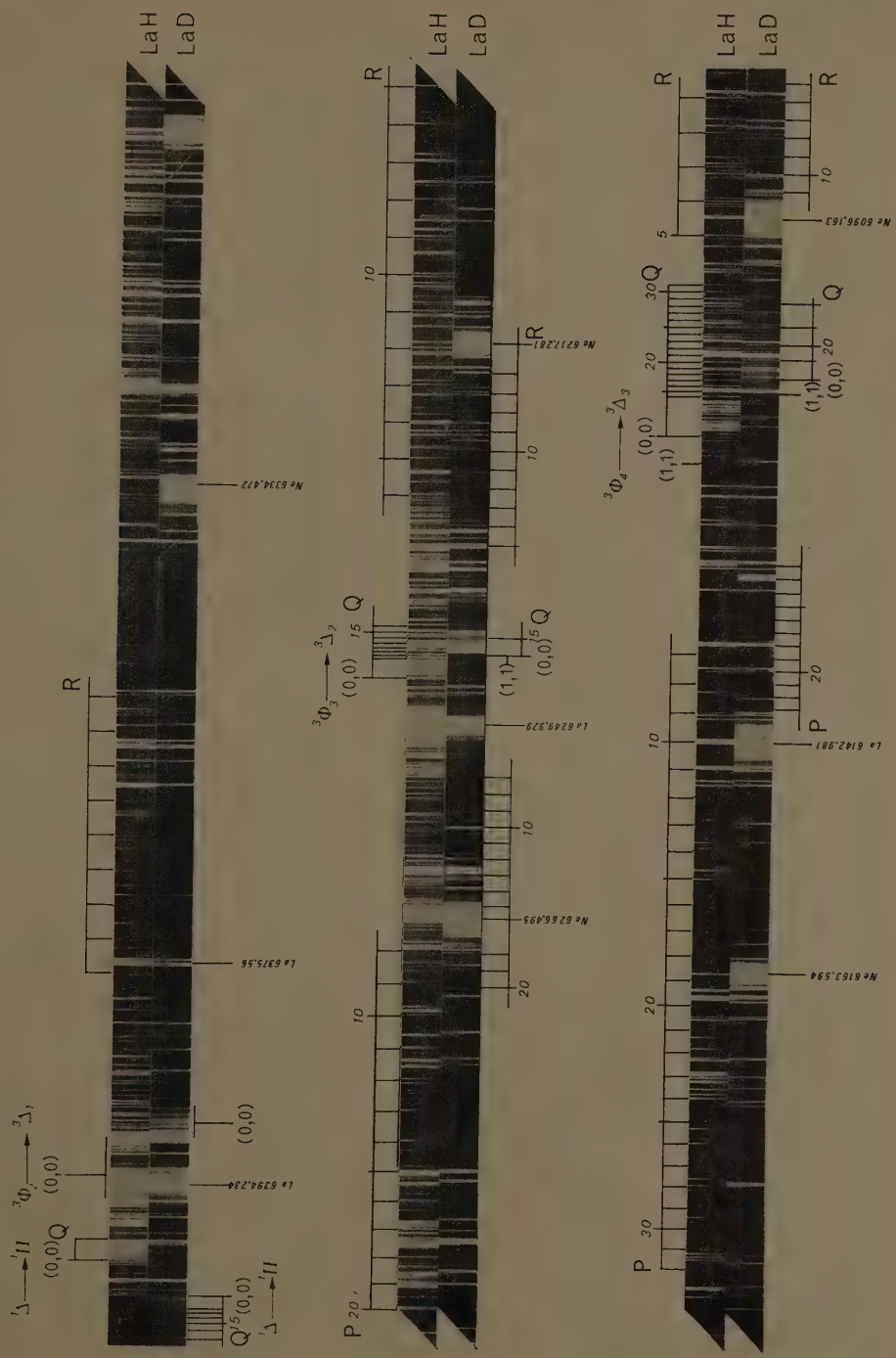
(*) Séance du 16 décembre 1974.

(1) R. E. Smith, *Proc. Roy. Soc.*, A 332, 1973, p. 113.

(2) P. R. Scott et W. G. Richards, *J. Phys.*, B, G. B., 7, 1974, p. 1679.

(3) T. M. Dunn, *Molecular Spectroscopy, Modern Research*, Academic Press, New York, 1972, p. 231; R. Bacis, R. Collomb et N. Bessis, *Phys. Rev.*, 8, 1973, p. 2255.

Université Claude Bernard,
Lyon I,
Laboratoire de Spectrométrie ionique et moléculaire,
43, *boul. du* 11-*Novembre*-1918,
69621 *Villeurbanne.*


LaH
LaD
R
Q
P
(0,0)
(1,1)
Ne 6334,472
La 6375,56
La 6394,234
Ne 6717,281
La 6249,929
Ne 6266,495
Ne 6096,163
La 6142,981
Ne 6163,594

SPECTROSCOPIE MOLÉCULAIRE. — *Nouveau système de bandes dans le spectre d'absorption de la molécule d'antimoine isotopique* (Sb_{121}-Sb_{121}) *entre* 1 840 *et* 2 350 Å. Note (*) de MM. **Abdel Mooti Sibaï** ([1]), **Ari Topouzkhanian** et **Jean d'Incan**, transmise par M. Georges Déjardin.

L'utilisation d'une cellule d'absorption contenant de l'antimoine « isotopiquement pur » a permis de faire apparaître un nouveau système de bandes $h \leftarrow X$ et de reprendre le classement du système $G \leftarrow X$. En outre, les résultats ainsi obtenus faciliteront une étude à haute résolution portant sur le nouveau système et de nombreuses autres bandes d'absorption qu'il n'a pas été possible de classer.

Le spectre d'absorption de la molécule Sb_2 comprend essentiellement, entre 1 840 et 2 350 Å, trois systèmes de bandes dégradées vers les grandes longueurs d'onde ([2]). Les transitions, notées $E \leftarrow X$, $F \leftarrow X$ et $G \leftarrow X$, aboutissent toutes à l'état fondamental. Ces systèmes ont été complétés ultérieurement par la mise en évidence de nouvelles bandes d'absorption ([3]). De fortes perturbations affectent les niveaux des trois états et une structure isotopique apparaît, l'antimoine naturel ayant deux isotopes Sb_{121} (57 %) et Sb_{123} (43 %). La complexité des spectres, due à l'existence de trois types de molécules (Sb_{121}-Sb_{121}), (Sb_{121}-Sb_{123}) et (Sb_{123}-Sb_{123}), ainsi que les importantes perturbations, ont rendu très malaisé le classement de la structure vibrationnelle des trois systèmes. En vue d'écarter ces difficultés et d'étudier ultérieurement ces spectres à haute résolution, on a réalisé une cellule d'absorption remplie d'antimoine « isotopiquement pur », la teneur en Sb_{121} étant de 98 %.

Le dispositif expérimental a été décrit précédemment ([4]). L'antimoine se trouve dans un tube en silice fondue, à double paroi, relié à une tubulure latérale. On porte l'ensemble à haute température au moyen de deux fours cylindriques indépendants, l'un entourant le tube principal et l'autre la tubulure. On peut donc faire varier la proportion de molécules diatomiques formées, ainsi que la tension de vapeur qui règne dans la cellule. Ce procédé permet aussi de faire apparaître sélectivement les bandes d'absorption que l'on veut analyser. Une lampe à deutérium a servi de source de rayonnement continu. La cuve d'absorption était portée à 950°C environ, tandis que la température de la tubulure latérale s'élevait de 500 à 800°C. Deux spectrographes à réseau ont été utilisés pour enregistrer les spectres. La dispersion inverse moyenne du premier est de 5,5 Å/mm; celle du second, qui fonctionne dans le vide et qui est employé pour les longueurs d'onde inférieures à 2 100 Å, est voisine de 8,6 Å/mm. Les spectres ont été étalonnés au moyen des raies atomiques de l'arsenic émises dans une décharge à haute fréquence. Les clichés ont été enregistrés sur des films Kodak SWR, la durée de pose variant de 10 à 30 mn. L'incertitude sur les nombres d'onde calculés est estimée à 1 cm^{-1} dans le cas du premier spectrographe et à 2 cm^{-1} avec le deuxième, pour les bandes dont les arêtes sont nettes.

L'examen des clichés révèle l'existence d'un nouveau système de bandes d'absorption dégradées vers le violet, que l'on désignera par $h \leftarrow X$. Une seule progression v'' de ce système, très probablement celle qui correspond à $v'' = 2$, est nette et intense. Deux autres apparaissent dans la région des longueurs d'onde plus courtes, mais elles se superposent à la structure dégradée vers le rouge. On observe alors sur les spectrogrammes des taches

d'absorption, et aucune mesure précise ne peut être effectuée sur les arêtes. De plus, les écarts $\Delta G(v')$ entre les nombres d'onde des arêtes du nouveau système n'évoluent pas de façon régulière, ce qui indique l'existence de perturbations dans les niveaux de l'état correspondant. D'autre part, d'après les différences $\Delta G(v'')$ qui ont pu être déterminées, il s'agit très probablement d'une transition aboutissant à l'état fondamental. Les nombres d'onde des arêtes des bandes dont on a pu suivre la progression sur des agrandissements photographiques figurent dans le tableau I, avec l'estimation des intensités relatives.

TABLEAU I

ν_H (cm^{-1})			ν_H (cm^{-1})		
43 897.....	v'	1	45 922.....	$v' + 4$	2
44 376.....	$v' + 1$	3	46 439.....	$v' + 5$	3
44 917.....	$v' + 2$	4	46 987.....	$v' + 6$	1
45 445.....	$v' + 3$	2	47 459.....	$v' + 7$	0

En outre, on a repris le classement du système G ← X, dont la structure s'étend dans l'intervalle de 1 830 à 1 930 Å. Les bandes sont dégradées vers les grandes longueurs d'onde. Toutes les progressions sont nettes, mais les niveaux de l'état supérieur sont perturbés. Un ajustement par moindres carrés, relatif aux écarts $\Delta G(v'')$ qui caractérisent l'état fondamental, donne les valeurs suivantes des constantes de vibration : $\omega''_e = 270{,}8\ \text{cm}^{-1}$ et $\omega''_e x''_e = 0{,}98\ \text{cm}^{-1}$. La structure vibrationnelle de ce système fait l'objet du tableau II.

TABLEAU II

Structure vibrationnelle du système G ← X

v' \ v''	0		1		2		3	
0	53 843	270	53 573	270	53 303	269	53 034	267
	189	–	–	–	–	–	186	–
1	54 032	–	–	–	–	–	53 220	267
	208	–	–	–	–	–	210	–
2	54 240	270	53 970	270	53 700	270	53 430	–
	(206)	–	–	–	–	–	–	–
3	(52 446)	–	–	–	–	–	–	–

v' \ v''	4		5		6		7	
0	52 767	267	52 500	–	–	–	–	
	186	–	188	–	–	–	–	
1	52 953	265	52 688	(263)	(52 425)	(258)	(52 167)	
	–	–	205	–	(203)	–	(199)	
2	–	–	52 893	265	52 628	262	52 366	
	–	–	–	–	(211)	–	–	
3	–	–	–	–	(52 839)	–	–	

En dehors de celles qui appartiennent aux systèmes G ← X et h ← X, un grand nombre de bandes d'absorption ont été observées. Mais il n'est pas possible de tenter un classement dans les conditions actuelles de résolution, par suite de superpositions avec les

bandes dégradées vers le violet (taches d'absorption). L'étude de la structure rotationnelle à haute résolution, qui est en cours, est indispensable pour séparer et classer les niveaux. On a rassemblé dans le tableau III les nombres d'onde de ces arêtes supplémentaires.

TABLEAU III

Nombres d'onde des arêtes des bandes non classées

Toutes les bandes sont dégradées vers le rouge, sauf celles désignées par la lettre V

ν_H (cm^{-1})	ν_H (cm^{-1})	ν_H (cm^{-1})
44 266	46 856 V	48 302
44 440	46 899	48 327
44 501 V	47 093	48 586
44 969 V	47 257	48 632
45 231 V	47 330 V	48 814
45 245	47 426 V	48 859
45 458 V	47 481	49 040
45 469	47 521	49 062
45 510	47 710 V	49 243
45 941 V	47 743	49 263
45 949	47 807 V	49 469
45 956	47 886	49 515
46 090	48 044	49 788
46 385	48 052	50 277
46 721 V	48 061	
46 730	48 288 V	

(*) Séance du 16 décembre 1974.

(1) Titulaire d'une bourse de recherche du C. N. R. S. Libanais, Beyrouth, Liban.

(2) S. M. NAUDE, *Phys. Rev.*, 45, 1934, p. 280; G. NAKAMURA et T. SHIDEI, *Jap. Phys. Rev.*, 10, 1935, p. 11; R. J. DONOVAN et P. STRACHAN, *Trans. Faraday Soc.*, 67, 1971, p. 3407.

(3) A. TOPOUZKHANIAN et A. M. SIBAI, *Z. Naturforsch.*, 29 *a*, 1974, p. 436.

(4) A. TOPOUZKHANIAN, A. M. SIBAI et J. D'INCAN, *Spectrochim. Acta*, 28 A, 1972, p. 2197.

Laboratoire de Spectrométrie Ionique et Moléculaire,
Université Claude Bernard, Lyon I,
43, *boulevard du* 11-*Novembre*-1918,
69621 *Villeurbanne.*

CRISTALLOGRAPHIE. — *Sur l'origine des dendrites multimaclées des métaux à maille cubique à faces centrées.* Note (*) de M^lle^ **Claire Digard**, M. **Georges Maurin** et M^me^ **Jane Robert**, présentée par M. Jean Wyart.

A partir de travaux sur l'électrocristallisation de l'argent, on met en évidence que les dendrites multimaclées de métaux CFC sont le résultat d'un développement préférentiel suivant certains axes de cristallites multimaclés originaires d'agrégats atomiques paracristallins à structure icosaédrique ou décaédrique.

Dans la littérature, il a souvent été fait mention de dendrites de métaux cubiques à faces centrées ayant la particularité d'être maclées plusieurs fois par rapport à des plans (111) qui présentent des arrangements bien définis. Les modes de préparation sont divers, on peut citer : la réduction chimique ([1]), l'électrocristallisation en solutions aqueuses [([2]) à ([5])] ou en sels fondus ([6]). Nous sommes donc en présence d'un type de croissance assez général pour les métaux cubiques à faces centrées.

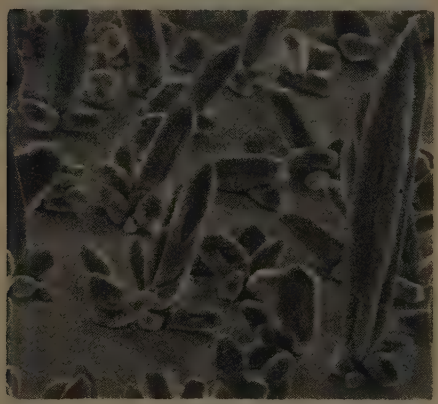


Fig. 1

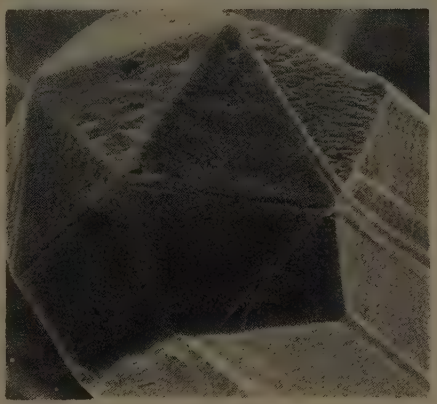


Fig. 2

Fig. 1. — Dendrites issues de cristallites multipentagonaux. (G × 1 200.)
Fig. 2. — Extrémité d'une dendrite issue d'un cristallite monopentagonal. (G × 3 200.)

Diverses techniques ont été utilisées pour en étudier les structures : observations microscopiques de coupes métallographiques ([2]), diffraction des rayons X [([3]), ([4])], microscopie à émission de champ ([1]) et plus récemment microscopie à balayage ([7]). Il en ressort que l'on peut distinguer deux types de dendrites, suivant l'arrangement des plans de macle :

— le premier type est caractérisé par une symétrie axiale apparente d'ordre 5. La dendrite est constituée par l'accolement de cinq cristaux en position de macle, les cinq plans de macle étant en zone autour de l'axe ⟨ 100 ⟩ direction générale de croissance;

— le deuxième type est caractérisé par des plans de macle parallèles, la dendrite est plate, le tronc et les embranchements poussent dans des directions ⟨ 211 ⟩ ou ⟨ 110 ⟩.

Quelques hypothèses ont été proposées pour expliquer comment ces arrangements de plans de macle seraient susceptibles d'induire une croissance accélérée suivant un axe ⟨ 211 ⟩ ou ⟨ 110 ⟩. Pour le premier type, on a suggéré que l'arrangement des atomes aux

joints de macle pourraient être à l'origine d'un gradin superficiel similaire à celui provoqué par une dislocation-vis ([1]). Pour le second type, on admet communément que deux plans de macle rapprochés créent superficiellement un sillon qui serait un site actif d'incorporation ([5]). Mais à notre connaissance, jusqu'à présent aucune explication n'a été fournie sur l'origine des dendrites multimaclées.

Le but de cette Note est de montrer que les dendrites multimaclées se développent à partir de germes icosaédriques ou décaédriques réguliers. A cet effet, nous avons, au moyen

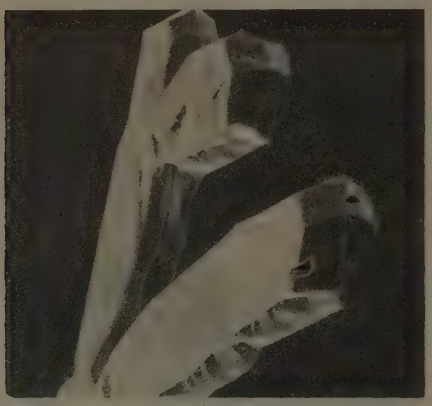


Fig. 3

Fig. 4

Fig. 3. — Dendrite plate à plans de macle parallèles. (G × 3 200.)
Fig. 4. — Excroissances dendritiques poussant sur trois axes pentagonaux d'un cristallite multimaclé. (G × 3 500.)

de la microscopie électronique à balayage, effectué des investigations sur la morphologie des dendrites d'argent obtenues par électrocristallisation.

Nous utilisons pour cette étude le dispositif expérimental déjà décrit ([8]) qui permet d'engendrer des cristallites d'argent par des impulsions potentiostatiques appliquées aux bornes d'une cellule d'électrolyse, l'anode étant une plaque d'argent et la cathode un fil de platine, l'électrolyte une solution de nitrate d'argent. Nous avons déjà montré par ailleurs comment la structure et la morphologie des germes dépendent de la hauteur de l'impulsion ([9]).

Pour obtenir des dendrites, nous avons modifié légèrement les conditions expérimentales de façon que la vitesse de croissance des cristallites soit limitée par la diffusion des ions argent dans l'électrolyte. A cet effet nous avons utilisé des solutions de nitrate très diluées ($AgNO_3$ 0,1 M à 0,5 M; HNO_3 0,5 M). En appliquant à la cellule des surtensions supérieures à 100 mV, la cathode se couvre de dendrites dont l'aspect correspond bien au type 1 (*fig.* 1, 2 et 4) ou au type 2 (*fig.* 3) mentionnés plus haut. En effectuant des observations détaillées à divers stades du développement des dendrites, il nous a été possible de mettre en évidence qu'elles se formaient à partir de germes multimaclés, alors que les germes non maclés ne croissent pratiquement pas dans le même laps de temps.

Les dendrites du premier type se développent à partir de cristallites présentant, suivant l'arrangement des plans de macle, soit un (*fig.* 2), soit six axes (*fig.* 1) de pseudosymétrie d'ordre 5.

En solution de nitrate concentrée, les cristallites mono et poly-pentagonaux ont un faciès $\{111\}$ parfait, et prennent l'aspect respectivement de décaèdres (bipyramides pentagonales (*fig.* 5) ou d'icosaèdres réguliers (*fig.* 6). En solution diluée, un cristallite monopentagonal donne une dendrite unique, prismatique. Les faces latérales sont des plans (100) et (110). L'extrémité est limitée par cinq plans (111) (*fig.* 2). Un cristallite polypentagonal tend à se développer suivant les axes quinagénaires dirigés vers la solution, mais celui qui est le plus proche de la normale à la surface de la cathode prend rapidement

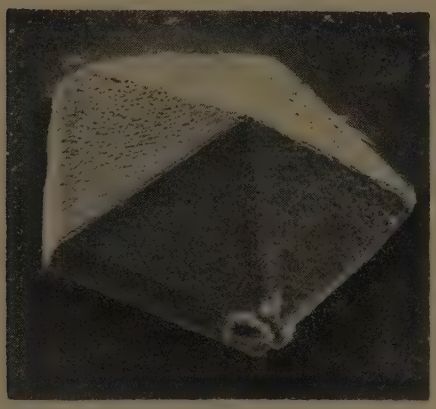


Fig. 5

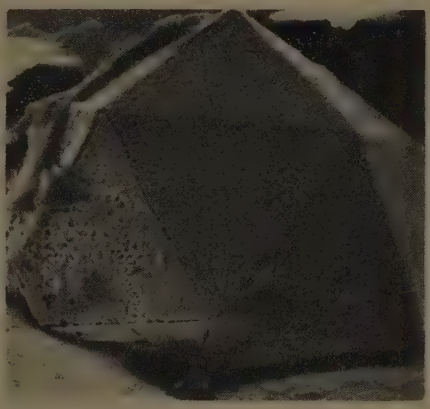


Fig. 6

Fig. 5. — Cristallite monopentagonal (bipyramide pentagonale). (G × 1 000.)
Fig. 6. — Cristallite polypentagonal (icosaèdre quasi-parfait). (G × 1 250.)

de l'extension, les autres restant à l'état d'embryon (*fig.* 1). Les dendrites du second type (*fig.* 3), se développent à partir de cristallites possédant plusieurs plans de macle parallèles ou à partir de plans de macle d'un cristallite icosaèdrique. Sur la figure 1, on peut observer sur certains cristallites multipentagonaux, outre les amorces de dendrites pseudopentagonales, des excroissances en forme de plaquettes qui sont certainement des embryons de dendrites du second type.

D'après des travaux récents ([10]), il semble se confirmer que les très petits germes présentent dans certaines conditions une structure stable décaédrique ou icosaédrique. Les symétries pentagonales inhérentes à ces structures étant incompatibles avec l'arrangement du réseau cristallin, un maclage se produit et permet de conserver approximativement la structure du germe initial. D'autre part, nos résultats confirment l'hypothèse selon laquelle la disposition des atomes autour des axes quinaires induit un site d'incorporation légèrement plus actif que les sites habituels, rebords de gradins, émergence de dislocation-vis, ... La différence doit être assez peu importante pour qu'en solution concentrée la morphologie du cristal n'en soit pas affectée. Par contre, en solution diluée, cette différence est suffisante pour provoquer une croissance plus rapide le long des axes de pseudosymétrie quinaire. Le phénomène est encore plus marqué lorsqu'on ajoute du nitrate de sodium dans l'électrolyte pour en augmenter la conductivité ($AgNO_3$ 0,1 M; $NaNO_3$ 4,9 M; HNO_3 0,5 M). Les dendrites se réduisent alors à de fines aiguilles dentelées. Sur la figure 4, on observe de telles aiguilles poussant sur les trois axes pentagonaux

supérieurs d'un cristallite icosaédrique. Le phénomène que nous venons de décrire : nucléation de germes icosaédriques ou décaédriques et croissance préférentielle dans certaines directions est un phénomène général qui doit être également à l'origine des textures d'orientations préférentielles ⟨ 110 ⟩ et ⟨ 211 ⟩ dans les dépôts électrolytiques compacts de nickel ([11]).

(*) Séance du 25 novembre 1974.

([1]) A. J. Melmed et P. O. Hayward, *J. Chem. Phys.*, 31, 1959, p. 541.
([2]) A. Backx, *Thèse de Doctorat*, Université catholique de Louvain, 1965.
([3]) F. Ogburn, B. Paretzkin et H. S. Peiser, *Acta Cryst.*, 17, 1964, p. 774.
([4]) J. Smit, F. Ogburn et C. J. Bechtoldt, *J. Electrochem. Soc.*, 115, 1968, p. 571.
([5]) J. Faust et H. F. John, *J. Electrochem. Soc.*, 110, 1963, p. 463.
([6]) J. W. Faust Jr., *J. Cryst. Growth*, 13, 1968, p. 433.
([7]) J. M. Galligan, *Scripta Metallurg.*, 6, 1972, p. 161.
([8]) C. Digard, G. Maurin et J. Robert, *Comptes rendus*, 277, série C, 1973, p. 283.
([9]) C. Digard, M. Froment, G. Maurin et J. Robert, *Communication au 4e Congrès international de Croissance cristalline*, Tokyo, mars 1974.
([10]) M. R. Hoare et P. Pal, *J. Cryst. Growth.*, 17, 1972, p. 77.
([11]) I. Epelboin, M. Froment et G. Maurin, *Plating*, 56, 1969, p. 1356.

Groupe de Recherche n° 4
du C. N. R. S.,
« *Physique des Liquides et Électrochimie* »,
associé
à l'Université Pierre et Marie Curie,
4, *place Jussieu*,
75230 *Paris Cedex* 05.

ASTROPHYSIQUE. — *Recherche au prisme objectif* [1] *de nouveaux membres du Petit Nuage de Magellan.* Note (*) de MM. **Marc Azzopardi** et **Jean Vigneau**, présentée par M. Charles Fehrenbach.

La recherche au prisme objectif [1] d'étoiles très lumineuses en direction du Petit Nuage de Magellan nous a conduit à mettre en évidence de nombreux nouveaux membres. L'utilisation de filtres interférentiels a permis d'atteindre des étoiles plus faibles en coupant la lumière du ciel nocturne et en limitant le nombre des superpositions. L'appartenance est ensuite confirmée par des mesures photométriques UBV.

1. INTRODUCTION. — Parmi les différentes méthodes utilisées pour identifier les membres des Nuages de Magellan, nous avons choisi celle décrite par Sanduleak [[2], [3]]. Si nous adoptons le module de distance de 19,2 pour le Petit Nuage de Magellan [4], compte tenu de la magnitude visuelle apparente $m_v \sim 14{,}8$, nous sommes conduits à rechercher les étoiles plus brillantes que $M_v \sim -4{,}5$, soit les étoiles OB et les supergéantes, en accord avec la description des différents sous-systèmes donnée par Westerlund [5]. Nous avons donc sélectionné dans les régions les plus denses du Petit Nuage de Magellan les étoiles présentant des caractères spectraux de grande luminosité. Dans ce but, nous avons utilisé deux filtres interférentiels qui nous ont permis d'augmenter le temps de pose et d'atteindre des étoiles plus faibles en diminuant la densité du fond de plaque due à la lumière du ciel nocturne et des étoiles faibles, et en limitant au maximum le nombre des superpositions.

2. LA RECHERCHE DES ÉTOILES. — A. *Spectrophotographie.* — La reconnaissance a été faite à La Silla au grand prisme objectif [1], dont la dispersion est environ de 125 Å/mm à Hγ, et dont la grande distance focale (4 m) permet de bien séparer les étoiles. Nous avons utilisé deux filtres interférentiels dont l'un (F 1) nous a été prêté par N. Martin [6]. Les caractéristiques de ces filtres sont rassemblées dans le tableau.

TABLEAU

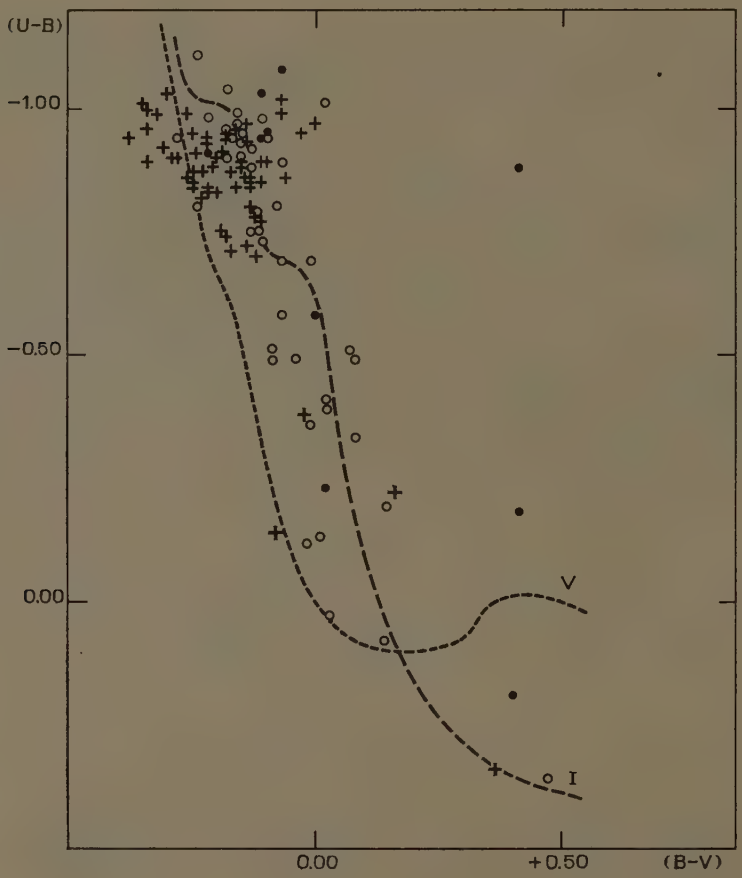
Caractéristiques des filtres

	F 1	F 2
Dimensions	145 mm × 145 mm	145 mm × 145 mm
Longueur d'onde de centrage	3840 Å	4390 Å
Largeur de la bande passante	260 Å	270 Å
Transmission	60 %	85 %

La sélection des étoiles se fait selon les critères de classification de Morgan et coll. [7] et les types spectraux donnés par Johnson et Morgan [8].

L'examen d'un cliché obtenu avec le filtre F 1 permet de sélectionner et de classer les étoiles B (absence de la raie K, aspect et intensités relatives des raies 3 995 de N II, 4 009 et 4 026 de He I, 4 070-4 076 de O II, 4 089 de Si IV et 4 068 de C III). Le caractère d'étoile supergéante est ensuite confirmé à l'aide d'un cliché obtenu avec le filtre F 2 (finesse de la raie Hγ, aspect et intensités relatives des raies 4 317-4 320, 4 349 et 4 416 de O II, 4 387 et 4 471 de He I, 4 481 de Mg II).

Nous avons choisi quatre champs de 3° carré se recouvrant partiellement, dont trois sont placés sur la barre et le quatrième dans l'aile sur la région des amas NGC 456, 460 et 465. Pour chacun de ces champs, nous avons obtenu avec les deux filtres plusieurs clichés sur plaques II *a* O sensibilisées. Avec des temps d'exposition de 8 h (F 1) et 6 h (F 2) et un élargissement des spectres de 150 μ, nous avons atteint la magnitude limite $m_{pg} = 14{,}5$.



B. *Photométrie.* — Les observations photométriques ont été obtenues en 30 nuits à La Silla, avec les photomètres photo-électriques montés sur les télescopes de Cassegrain de 50 cm ESO et de 61 cm de l'Université de Bochum. Pour la plupart des observations, un diaphragme de 18 secondes d'arc de diamètre a été utilisé. Nous avons employé le système UBV de Johnson et Morgan ([8]); les étoiles standard utilisées ont été sélectionnées dans les régions « E » du Cap (Harvard) E 8, E 9, E 1 et E 3 [([9]), ([10]), ([11])]. Toutes les étoiles ont été mesurées au moins trois fois, et certaines aux deux instruments afin de raccorder les mesures entre elles. En ce qui concerne les membres connus, nos mesures photométriques sont en bon accord avec celles publiées par d'autres auteurs [([12]), ([13]), ([14])].

3. RÉSULTATS. — Cette technique nous a permis de mettre en évidence environ 300 nouveaux membres probables du Petit Nuage de Magellan. La figure montre le diagramme deux couleurs pour 63 nouveaux membres représentés par des croix et 53 membres déjà connus représentés par des cercles. Les étoiles à émission représentées par des points appartiennent toutes au catalogue de Henize ([15]). Nous avons adopté les indices de couleur établis par Fitzgerald ([16]) sur les étoiles non rougies de la Galaxie pour représenter la séquence des naines (petits pointillés) et des supergéantes (grands pointillés). L'examen des résultats photométriques montre l'efficacité de la méthode utilisée pour la détection des étoiles de grande luminosité. Un catalogue général des membres du Petit Nuage de Magellan est en préparation pour la zone allant de 0 h 30 à 1 h 30 mn et de −70 à −75°. La recherche systématique d'étoiles OB et de supergéantes de magnitude inférieure à 15,0, rendue possible dans la barre aussi bien que dans les ailes va nous permettre d'entreprendre une étude statistique de la structure du Petit Nuage de Magellan.

(*) Séance du 25 novembre 1974.

([1]) CH. FEHRENBACH, A. DUFLOT et M. DUFLOT, *UAI-URSI Symp.*, 20, 1964, p. 228.
([2]) N. SANDULEAK, *Astron. J.*, 73, 1968, p. 246.
([3]) N. SANDULEAK, *Astron. J.*, 74, 1969, p. 877.
([4]) S. C. B. GASCOIGNE, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 146, 1969, p. 1.
([5]) B. E. WESTERLUND, *Vistas in Astronomy*, 12, 1970, éd. A. BEER Pergamon Press, Oxford et New York, p. 335.
([6]) N. MARTIN et E. REBEIROT, *Astron. Astrophys.*, 21, 1972, p. 329.
([7]) W. W. MORGAN, P. C. KEENAN et E. KELLMAN, *An atlas of stellar spectra*, The University of Chicago Press, Chicago, Illinois.
([8]) H. L. JOHNSON et W. W. MORGAN, *Astrophys. J.*, 117, 1953, p. 313.
([9]) A. W. J. COUSINS et R. H. STOY, *Roy. Obs. Bull.*, 49, 1961.
([10]) A. W. J. COUSINS, *Mon. Not. R. Astron. Soc. Sth Africa*, 26, 1967, p. 151.
([11]) J. DACHS, *Astron. Astrophys.*, 9, 1970, p. 95.
([12]) M. W. FEAST, A. D. THACKERAY et A. J. WESSELINK, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 121, 1960, p. 337.
([13]) S. C. B. GASCOIGNE, *Aust. J. Phys. Suppl.*, 17, 1954, p. 23.
([14]) A. J. WESSELINK, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 124, 1962, p. 359.
([15]) K. G. HENIZE, *Astrophys. J. Suppl.*, 2, 1956, p. 315.
([16]) M. P. FITZGERALD, *Astron. Astrophys.*, 4, 1970, p. 234.

Observatoire du Pic du Midi
et de Toulouse,
1, *avenue Camille-Flammarion*,
31500 *Toulouse*.

COMPTES RENDUS HEBDOMADAIRES DES SÉANCES DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES

CONTENTS

VOLUME 280 — SECTION B

No. 5 — SESSION OF FEBRUARY 3rd 1975

Low-temperature Physics

Hydrodynamical Motions of a Monodomain in the AMB Phase of Superfluid Helium Three, by Joseph Seiden 91

The hydrodynamical equations for low amplitude motions of a monodomain in the AMB phase of superfluid helium three are derived. They contain ten viscosity coefficients if the coupling with the spins is neglected.

Ferroelectricity

Study of Ferroelectric Wall Displacements in the Case of Triglycine Sulphate, by Armand Hadni and Robert Thomas 95

With the help of the pyroelectric probe technique it is shown that domain wall displacement velocities v in triglycine sulphate are increasing with applied field E according an exponential law $v = v_\infty e^{-\delta/E}$, with $v_\infty = 4{,}750$ mm/s and $\delta = 1.15$ MV/m for a TGS plate thickness $e = 20$ µm. However by appropriate electrical treatments higher velocities can be observed. On the other hand the use of high pulsed fields shows that moving walls leave behind them unswitched or partially switched tiny domains which are clearly seen by the pyroelectric probe technique. They will switch some time after the electric pulse and give an explanation to Barkhausen pulses with a 10^{-13} C order of magnitude.

Molecular Physics

Electric Birefringence Decay Time of Liquids in a Viscous Medium, by Jean-Louis Dejardin, Régis Marrony, Alain Andrieux and Jacques Rabinovitch 99

Our study exhibits the variation of electric birefringence decay time in two liquid mixtures with very different Kerr constants and viscosities. We show that the observed decay time is a regular function of the mixture composition.

Quality Factor for Testing the Assumed Potential of a Diatomic Molecule, by Hafez Kobeissé, Raymond Grandmontagne and Yvette Suzanne Tergiman 101

From quantum mechanical considerations a "quality factor" is defined. This quality factor enables one to test the validity of potential functions for diatomic molecules, moreover it may be used to compare the relative merits of different forms of potentials.

Magnetic Resonance

Measurement of Spin-Relaxation Rates in Inhomogeneously Broadened Lines Including Cross-Relaxation, by Jean-Pierre Korb and Jean Maruani 105

The spin-packet model has proven useful in measuring spin-relaxation rates for inhomogeneously broadened lines. Cross-relaxation between spin packets can be included using a model of coupled thermodynamic reservoirs. It is shown that the measured spin-lattice relaxation rate decreases when one includes cross-relaxation between all packets.

Radioactivity

De-excitation of ^{24}Mg *Formed by* ^{23}Na (p, γ) *Reaction at the* $E_p = 1{,}022$ keV-*Resonance*, by Vittorio Barci 109

A study of the resonance at $E_p = 1{,}022$ keV of the reaction ^{23}Na $(p, \gamma)^{24}$Mg: Energy and lifetime of several ^{24}Mg excited levels (particularly the 4,238, 7,555, 7,748, 8,357 and 8,865 states) have been measured, and a decay scheme is proposed.

Astrophysics

Comparison of Two Anomalous Red-Shifts Observed in the Close Vicinity of the Solar Limb, by Serge Depaquit, Jean-Pierre Vigier and Jean-Claude Pecker..... 113

The observations of W 28 S at 18 cm do not contradict previous data observed at 21 cm (*Tau* A), and the existence of an abnormal redshift for sources eclipsed by the sun, during such an eclipse.

The Symbiotic Star CI Cygni *from* 1965 *to* 1972, by Romain Gravina..... 115

Variations in the spectrum of the symbiotic star *Ci Cygni* from 1965 to 1972 are presented in this paper.
From 1965 to June 1971 highly excited forbidden lines have been observed, particularly Fe VII and HE II (λ) 4686 Å.
In June 1971 the star increased in brightness and these lines disappeared.
From December 1971 to February 1972 the late-type spectrum was absent and a *P Cygni* type profile appeared for some lines.

COMPTES RENDUS HEBDOMADAIRES DES SÉANCES DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES

TABLE DES ARTICLES

TOME 280 — N° 5 — SÉRIE B — SCIENCES PHYSIQUES

Séance du **3** février **1975**

PARTIE SCIENTIFIQUE

Physique des basses températures

Mouvements hydrodynamiques d'un monodomaine de la phase anisotrope de l'hélium trois superfluide, par M. *Joseph Seiden*..... 91

Ferroélectricité

Étude du déplacement d'un mur séparant deux domaines ferroélectriques dans un cristal de sulfate de glycocolle, par MM. *Armand Hadni* et *Robert Thomas*..... 95

Physique moléculaire

Détermination des temps de relaxation de biréfringence électrique d'un liquide en milieu visqueux, par MM. *Jean-Louis Dejardin, Régis Marrony, Alain Andrieux* et *Jacques Rabinovitch*..... 99

Indice de qualité du potentiel électronique d'une molécule diatomique, par MM. *Hafez Kobeissé, Raymond Grandmontagne* et M^lle^ *Yvette Suzanne Tergiman*. 101

Résonance magnétique

Sur la mesure des temps de relaxation de spin dans les raies inhomogènes en présence de diffusion spectrale, par MM. *Jean-Pierre Korb* et *Jean Maruani*..... 105

Radioactivité

Sur la désexcitation du magnésium 24 formé par réaction $^{23}Na\,(p,\,\gamma)$ à la résonance $E_p = 1\,022$ keV, par M. *Vittorio Barci*..... 109

Astrophysique

Comparaison de deux observations de déplacements anormaux vers le rouge observés au voisinage du disque solaire (*complément*), par MM. *Serge Depaquit, Jean-Pierre Vigier* et *Jean-Claude Pecker*... 113

Changement observé dans le spectre de l'étoile symbiotique *CI Cygni*, par M. *Romain Gravina*..... 115

COMPTES RENDUS HEBDOMADAIRES DES SÉANCES DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES

TABLE DES ARTICLES

TOME 280 — N° 5 — SÉRIE B — SCIENCES PHYSIQUES

Séance du 3 février 1975

AUTEURS

ANDRIEUX (Alain). — Voir *Dejardin* (*Jean-Louis*) et *divers*..... 99

BARCI (Vittorio). — Sur la désexcitation du magnésium 24 formé par réaction ^{23}Na (p, γ) à la résonance $E_p = 1\,022$ keV..... 109

DEJARDIN (Jean-Louis), Régis MARRONY, Alain ANDRIEUX et Jacques RABINOVITCH. — Détermination des temps de relaxation de biréfringence électrique d'un liquide en milieu visqueux..... 99

DEPAQUIT (Serge), Jean-Pierre VIGIER et Jean-Claude PECKER. — Comparaison de deux observations de déplacements anormaux vers le rouge observés au voisinage du disque solaire (*complément*)..... 113

GRANDMONTAGNE (Raymond). — Voir *Kobeissé* (*Hafez*) et *divers*..... 101

GRAVINA (Romain). — Changement observé dans le spectre de l'étoile symbiotique *CI Cygni*..... 115

HADNI (Armand) et Robert THOMAS. — Étude du déplacement d'un mur séparant deux domaines ferroélectriques dans un cristal de sulfate de glycocolle..... 95

KOBEISSÉ (Hafez), Raymond GRANDMONTAGNE et M^lle^ Yvette Suzanne TERGIMAN. — Indice de qualité du potentiel électronique d'une molécule diatomique..... 101

KORB (Jean-Pierre) et Jean MARUANI. — Sur la mesure des temps de relaxation de spin dans les raies inhomogènes en présence de diffusion spectrale. 105

MARRONY (Régis). — Voir *Dejardin* (*Jean-Louis*) et *divers*..... 99

MARUANI (Jean). — Voir *Korb* (*Jean-Pierre*)..... 105

PECKER (Jean-Claude). — Voir *Depaquit* (*Serge*) et *divers*..... 113

RABINOVITCH (Jacques). — Voir *Dejardin* (*Jean-Louis*) et *divers*..... 99

SEIDEN (Joseph). — Mouvements hydrodynamiques d'un monodomaine de la phase anisotrope de l'hélium trois superfluide..... 91

TERGIMAN (M^lle^ Yvette Suzanne). — Voir *Kobeissé* (*Hafez*) et *divers*..... 101

THOMAS (Robert). — Voir *Hadni* (*Armand*)..... 95

VIGIER (Jean-Pierre). — Voir *Depaquit* (*Serge*) et *divers*. 113

NOTES DES MEMBRES ET CORRESPONDANTS ET NOTES PRÉSENTÉES OU TRANSMISES PAR LEURS SOINS

PHYSIQUE DES BASSES TEMPÉRATURES. — *Mouvements hydrodynamiques d'un monodomaine de la phase anisotrope de l'hélium trois superfluide.* Note (*) de M. **Joseph Seiden**, présentée par M. Louis de Broglie.

On déduit les équations de l'hydrodynamique pour les mouvements de faible amplitude dans un monodomaine de la phase A de l'hélium trois superfluide. Celles-ci renferment dix coefficients de viscosité indépendants lorsque l'on néglige le couplage avec les spins.

I. INTRODUCTION. — Nous avons commencé dans des publications précédentes ([1]) l'étude dynamique de la phase A de l'hélium trois superfluide. La complexité de son paramètre d'ordre conduit à une hydrodynamique compliquée où se trouvent couplés entre eux les mouvements des composantes normale et superfluide et ceux des moments orbitaux et des spins des paires. On est ainsi amené à la recherche d'approximations valables pour telle ou telle catégorie de phénomènes. L'approximation la plus simple consiste à négliger les fluctuations du paramètre d'ordre, vitesse superfluide v_s exceptée : tel est le cas de la propagation du premier son sauf au voisinage de la température de transition T_c; nous l'avons traité antérieurement. Mais l'étude de nombreux faits expérimentaux nécessite une extension de nos résultats afin d'inclure des mouvements plus généraux du paramètre d'ordre que ceux des variations v_s de sa phase. Dans cette Note, nous analysons le couplage des mouvements de translation avec ceux des moments orbitaux *mais en nous bornant aux mouvements de faible amplitude des monodomaines*, c'est-à-dire ceux au cours desquels les directions locales de ces moments ne s'écartent que faiblement d'une direction donnée OZ.

II. L'APPROXIMATION DE DÉCOUPLEMENT DES SPINS. — Les spins des paires ne sont couplés aux mouvements orbitaux que par l'interaction nucléaire dipolaire *très faible* qui tend à les orienter perpendiculairement aux moments orbitaux correspondants. Désignons par τ_n et τ les temps de relaxation respectivement des spins (paramètre d'ordre dans l'espace des spins) et des quasi-particules, par ξ la longueur de cohérence. Puisque $\tau_n \gg \tau$, pour des fréquences et des vecteurs d'onde tels que

$$\tau_n^{-1} \ll \omega \ll \tau^{-1}, \qquad k\xi \ll 1 \tag{1}$$

les configurations orbitales atteignent à chaque instant un équilibre thermodynamique local alors que les spins ne peuvent pas suivre les mouvements et obéissent à une dynamique quasi-indépendante. Aussi introduirons-nous l'approximation de faire abstraction de leur existence pour la description des mouvements de translation et d'orbite lorsque les conditions (1) sont remplies.

Dans un superfluide anisotrope subsiste la possibilité que les mouvements engendrent des ruptures et recombinaisons de paires; ces effets sont faibles sauf au voisinage de T_c et nous les négligeons ici.

III. La fonction de dissipation. — La méthode utilisée ici pour déduire les équations de l'hydrodynamique est une extension de celle de Landau et Khalatnikov pour He^4 superfluide, elle a déjà été employée dans notre travail précédent. En l'absence de champ extérieur, ces équations sont de la forme

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{J} = 0, \tag{2}$$

$$\frac{\partial \mathbf{J}_i}{\partial t} + \sum_j \frac{\partial \mathscr{J}_{ij}}{\partial r_j} = \sum_j \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial r_j}, \tag{3}$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}_s}{\partial t} + \nabla \mu = \nabla h, \tag{4}$$

$$\hbar \frac{\partial l_x}{\partial t} - \frac{1}{\mathrm{L}} \frac{\partial \mathrm{F}}{\partial l_y} = \hbar \frac{\partial \lambda_x}{\partial t}, \qquad \hbar \frac{\partial l_y}{\partial t} + \frac{1}{\mathrm{L}} \frac{\partial \mathrm{F}}{\partial l_x} = \hbar \frac{\partial \lambda_y}{\partial t}, \tag{5}$$

$$\mathrm{T}\left[\frac{\partial \mathrm{S}}{\partial t} + \operatorname{div} \mathscr{S}\right] = \mathrm{R}, \tag{6}$$

$$\mathrm{J}_i = \rho_{si} v_{si} + \rho_{ni} v_{ni} + \sum_{j,k} c_{ijk} \frac{\partial l_j}{\partial r_k}; \qquad i, j, k = x, y, z, \tag{7}$$

$$\mathrm{F} = a\left[\mathrm{K_L}\left\{\left(\frac{\partial l_x}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial l_y}{\partial z}\right)^2\right\} + \mathrm{K_T} \sum_{\alpha,\beta} \left(\frac{\partial l_\alpha}{\partial r_\beta}\right)^2 + 4(\mathrm{K_T} - \mathrm{K_L}) \frac{m v_{sz}}{h}\left\{\frac{\partial l_x}{\partial y} - \frac{\partial l_y}{\partial x}\right\}\right], \tag{8}$$

$\mathbf{l}$ est un vecteur unitaire dirigé suivant le moment orbital. F est la contribution à l'énergie de Ginzburg-Landau provenant des variations spatiales de $\mathbf{l}$. $\alpha, \beta = x, y$. On suppose que $|l_x| \ll 1, |l_y| \ll 1$. $\mathbf{J}$ et $\mathscr{S}$, flux de masse et d'entropie. Lorsque les termes à droite dans les équations (3), (4), (5) et (6) sont nuls, celles-ci décrivent des mouvements hydrodynamiques *réversibles*. Ainsi, lorsque $\lambda = 0$, les équations (5) régissent des oscillations orbitales non amorties. *Les termes en* σ_{ij}, h, λ *et* R *décrivent la dissipation d'énergie dans le volume du liquide*, ce sont ces termes qu'il s'agit de déterminer. $\mathbf{l}$ est supposé normal à la surface et l'*on néglige ici la dissipation provenant des conditions à la surface.*

Dans (2)-(8), toutes les grandeurs sont rapportées au référentiel $\mathscr{R}$ du laboratoire. On passe de $\mathscr{R}$ à un référentiel $\mathscr{R}_0$ où $v_s = 0$ par une transformation de Galilée au cours de laquelle l'énergie E par unité de volume se transforme selon

$$\mathrm{E} = \frac{\rho v_s^2}{2} + \mathbf{v}_s . \mathbf{J}_0 + \mathrm{E}_0. \tag{9}$$

Dans $\mathscr{R}_0$, on a l'identité thermodynamique

$$\delta \mathrm{E}_0 = \mathrm{T}\,\delta \mathrm{S} + \mu \delta \rho + (\mathbf{v}_n - \mathbf{v}_s)\,\hat{\rho}_n (\delta \mathbf{v}_n - \delta \mathbf{v}_s) + \sum_\alpha \left(\frac{\partial \mathrm{F}}{\partial l_\alpha}\right)_0 \delta l_\alpha, \tag{10}$$

μ, potentiel chimique; $\hat{\rho}_n$, tenseur densité de la composante normale. On dérivera (9) par rapport au temps en utilisant (10) et en exprimant les dérivées de ρ, $\mathbf{J}$, $\mathbf{v}_s$, $\mathbf{l}$ et S à l'aide de (2)−(6). Tenant compte de ce que

$$\frac{\partial \mathrm{E}}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{Q} = -\operatorname{div} \mathbf{q}, \tag{11}$$

où **Q** et **q** sont respectivement les flux réversible et irréversible d'énergie, on trouve après quelques calculs pour la fonction de dissipation R :

$$R = h \operatorname{div}(\mathbf{J}-\rho \mathbf{v}_n)+\sum_{i,j}[\sigma^{\mathscr{S}}_{ij} v_{nij}+\varepsilon_{ijk}\sigma^{\mathscr{A}}_{ij}\omega_k]+\sum_{\alpha} G_\alpha \frac{\partial \lambda_\alpha}{\partial t}, \tag{12}$$

$$G_\alpha = -\left[\left(\frac{\partial F}{\partial l_\alpha}\right)_0 + \sum_{i,k}\frac{\partial (\mathbf{v}_n-\mathbf{v}_s)_i}{\partial r_k} c_{i\alpha k}\right], \tag{13}$$

$$v_{nij} = \frac{1}{2}\left[\frac{\partial v_{ni}}{\partial r_j}+\frac{\partial v_{nj}}{\partial r_i}\right], \qquad \boldsymbol{\omega} = \frac{1}{2}\operatorname{rot}\mathbf{v}_n, \qquad \varepsilon_{ijk} = (\mathbf{i}\wedge\mathbf{j})_k, \tag{14}$$

$$\sigma = \sigma^{\mathscr{S}}+\sigma^{\mathscr{A}}, \tag{15}$$

$\sigma^{\mathscr{S}}$ et $\sigma^{\mathscr{A}}$ sont les parties symétrique et antisymétrique du tenseur σ. **i**, **j** et **k** sont des vecteurs unitaires selon les axes rectangulaires $Oxyz$.

On remarquera que $\mathscr{S} \neq S\,\mathbf{v}_n$ [2]. L'expression de $\mathscr{S}$ s'obtient à partir de l'équation

$$\mathbf{Q} = T\mathscr{S}+\mu\mathbf{J}. \tag{16}$$

IV. Les équations de l'hydrodynamique. — Montrons d'abord que $\sigma^{\mathscr{A}}_{xy} = 0$. En effet, imaginons le liquide dans un vase cylindrique d'axe Oz en rotation lente autour de celui-ci. Les lignes de vortex et **l** demeurent parallèles à Oz. Sauf au voisinage des parois et des vortex, on aura $\mathbf{v}_s \cong \mathbf{v}_n = \boldsymbol{\omega}\wedge\mathbf{r}$. La fonction R contiendra des termes supplémentaires ne figurant pas tous dans (12) et décrivant la dissipation due au mouvement des vortex, mais l'expression (12) dont au préalable on aura séparé tous ces nouveaux termes devra s'annuler. De $v_{nij} = \omega_x = \omega_y = \partial\lambda_\alpha/\partial t = 0$, on déduit $\sigma^{\mathscr{A}}_{xy} = 0$.

La fonction R doit être invariante dans les rotations géométriques autour de OZ. De plus, les quantités inconnues h, σ_{ij} et $\partial\lambda_\alpha/\partial t$ doivent être des combinaisons linéaires de $\operatorname{div}(\mathbf{J}-\rho\mathbf{v}_n)$, v_{nij}, ω_α et G_α. Ces deux conditions conduisent finalement aux expressions suivantes des termes de dissipation [2] :

$$\sigma^{\mathscr{S}}_{zz} = \eta^{S}_{\parallel}\operatorname{div}(\mathbf{J}-\rho\mathbf{v}_n)+\eta^{N}_{1} v_{nzz}+2\eta^{N}_{2}(v_{nxx}+v_{nyy}), \tag{17}$$

$$\sigma^{\mathscr{S}}_{xx} = \eta^{S}_{\perp}\operatorname{div}(\mathbf{J}-\rho\mathbf{v}_n)+2\eta^{N}_{2} v_{nzz}+4\eta^{N}_{3}(v_{nxx}+v_{nyy})+2\eta^{N}_{4}(v_{nxx}-v_{nyy}), \tag{18}$$

$$\sigma^{\mathscr{S}}_{\alpha z} = 4\eta^{N}_{5} v_{n\alpha z}-\frac{\zeta}{2}G_\alpha, \qquad \sigma^{\mathscr{S}}_{xy} = 4\eta^{N}_{4} v_{nxy}, \tag{19}$$

$$\sigma^{\mathscr{A}}_{zx} = \frac{\eta^{N}_{\omega}}{2}\omega_y-\frac{\nu}{2}G_x, \qquad \sigma^{\mathscr{A}}_{yz} = \frac{\eta^{N}_{\omega}}{2}\omega_x+\frac{\nu}{2}G_y, \tag{20}$$

$$h = \eta^{S}_{1}\operatorname{div}(\mathbf{J}-\rho\mathbf{v}_n)+\eta^{S}_{\parallel} v_{nzz}+\eta^{S}_{\perp}(v_{nxx}+v_{nyy}), \tag{21}$$

$$\frac{\partial\lambda_\alpha}{\partial t} = \frac{G_\alpha}{\eta^{G}}+\zeta v_{n\alpha z}+\varepsilon_{\alpha\beta z}\nu\omega_\beta l_z, \qquad l_z = 1. \tag{22}$$

Pour réduire le nombre des coefficients indépendants η, ζ, ν dans ces expressions, nous avons utilisé les relations de symétrie d'Onsager en remarquant que dans le renversement du sens du temps, **J**, $\mathbf{v}_n$, v_{nij} et ω_α changent de signe alors que G_α reste invariant puisque le

vecteur **l** change de signe en tant que direction de moment orbital. La fonction de dissipation est égale à

$$
\begin{aligned}
(23)\qquad R = {} & \eta_1^S \left[\operatorname{div}(\mathbf{J}-\rho\,\mathbf{v}_n)\right]^2 + 2\left[\eta_{\parallel}^S v_{nzz} + \eta_{\perp}^S (v_{nxx}+v_{nyy})\right] \operatorname{div}(\mathbf{J}-\rho\,\mathbf{v}_n) + \eta_1^N v_{nzz}^2 \\
& + 4\,\eta_2^N v_{nzz}(v_{nxx}+v_{nyy}) + 8\,\eta_5^N (v_{nxz}^2+v_{nyz}^2) + 4\,\eta_3^N (v_{nxx}+v_{nyy})^2 \\
& + 2\,\eta_4^N \left[(v_{nxx}-v_{nyy})^2 + 4\,v_{nxy}^2\right] + \eta_\omega^N (\omega_x^2+\omega_y^2) + \frac{1}{\eta_G}(G_x^2+G_y^2)
\end{aligned}
$$

elle renferme dix coefficients de viscosité η indépendants, mais ne dépend pas des deux nombres ζ et ν. A l'aide de l'argumentation macroscopique exposée ici, il ne paraît pas possible de décider si $\nu = 1$ ou non. L'examen des équations (17)-(23) permet de constater à quel point l'hydrodynamique d'un superfluide anisotrope est plus complexe — plus riche! — que celle d'un liquide nématique dans lequel les termes en η_1^S, $\eta_{\parallel}^S$, $\eta_{\perp}^S$, η_ω^N n'existent pas et où $\nu = 1$. A droite de (23), il faut rajouter la dissipation due à la conductivité thermique lorsque $\partial T/\partial r \neq 0$.

(*) Séance du 6 janvier 1975.

(1) J. Seiden, *Comptes rendus*, 278, série B, 1974, p. 1009; 279, série B, 1974, p. 151, 487 et 519; en abrégé I, II, III et IV.

(2) Dans I et II figure par erreur $\mathscr{S} = S\mathbf{v}_n$. Nous y avons également omis le terme en ω dans l'expression de σ. Même en l'absence de couplage entre mouvements de translation et d'orbite, on a $\sigma^{\mathscr{A}} \neq 0$. Ce fait est évidemment sans importance pour le calcul de l'atténuation du premier son.

Institut d'Électronique Fondamentale
associé au C. N. R. S.,
Bât. 220,
Université de Paris XI,
91405 *Orsay*.

FERROÉLECTRICITÉ. — *Étude du déplacement d'un mur séparant deux domaines ferroélectriques dans un cristal de sulfate de glycocolle.* Note (*) de MM. **Armand Hadni** et **Robert Thomas**, présentée par M. Jean Lecomte.

Par la méthode de la sonde pyroélectrique, on montre que la vitesse v du déplacement des murs des domaines dans un cristal de sulfate de glycocolle (TGS) augmente avec le champ électrique E suivant la loi $v = v_\infty e^{-\delta/E}$, avec $v_\infty = 4\,750$ mm/s et $\delta = 1{,}15$ MV/m pour une lame de TGS d'épaisseur $e = 20$ μm. Dans certains cas, on peut observer des vitesses plus grandes. Par ailleurs l'utilisation de champs pulsés très intenses montre que les murs se déplacent en laissant des îlots de résistance dont le diamètre est de l'ordre de quelques microns. La polarisation de ces îlots ne se retourne que bien après la pulsation électrique. Ces retournements, que la méthode de la sonde pyroélectrique permet de visualiser pour la première fois, expliqueraient des pulsations Barkhausen de l'ordre de 10^{-13} C.

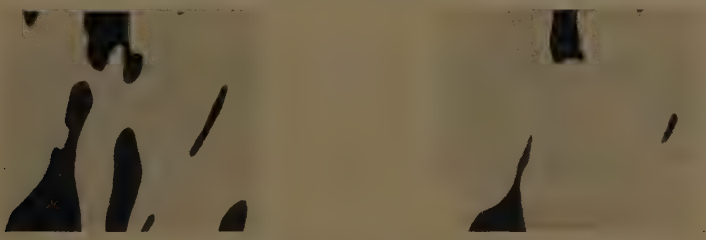
INTRODUCTION. — L'étude du déplacement d'un mur séparant deux domaines ferroélectriques a été faite en détails par Miller et Savage ([1]) dans le cas du titanate de barium, où il est facile de voir les domaines par des méthodes optiques. Ils ont trouvé que la vitesse latérale du déplacement des murs augmente exponentiellement avec le champ suivant la loi

$$v = v_\infty e^{-\delta/E}; \tag{1}$$

avec $v_\infty = 1\,000$ mm/s et un champ d'activation $\delta \simeq 0{,}4$ MV/m.

Pour le sulfate de glycocolle (TGS), qui cristallise dans le système monoclinique, les méthodes de visualisation optique ne sont pas applicables et les quelques études connues utilisent les figures de corrosion ([2]), que l'on doit réaliser après l'application du champ électrique pour voir son effet. La méthode de la sonde pyroélectrique ([3]) permet d'obtenir une image des domaines en une fraction de seconde et semble la meilleure pour étudier le déplacement des murs dans un cristal de TGS. Il était intéressant de chercher si une loi du type (1) est applicable à TGS, si les ordres de grandeur de v_∞ et δ sont les mêmes que pour $BaTiO_3$, et si leurs valeurs caractérisent le matériau ou dépendent de facteurs divers : épaisseur de la lame, impuretés, histoire du cristal,...

1. VITESSE DU DÉPLACEMENT DES MURS DANS UN CRISTAL VIERGE DE TGS PUR. — La figure 1 *a* donne la carte des domaines sur une surface rectangulaire de 140×125 μm prise sur une lame de TGS pur, de 20 μm d'épaisseur taillée perpendiculairement à l'axe.

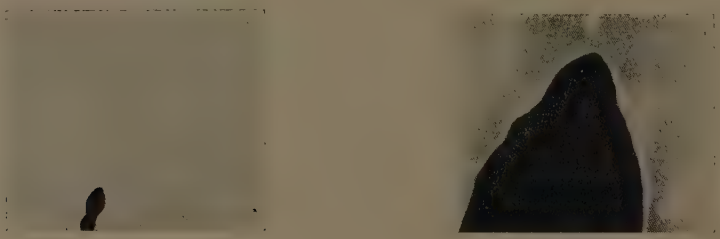


(*a*) (*b*)

Fig. 1. — Disparition progressive des domaines d'un cristal vierge de TGS ($e = 20$ μm) par application d'un champ électrique de 20 kV/m pendant 13 mn. En comparant les deux photos prises avant (1 *a*) et après (1 *b*) on voit que la vitesse de régression des murs des domaines noirs est de l'ordre de 10^{-8} m/s dans la direction latérale et $1{,}4.10^{-8}$ m/s dans la direction longitudinale (les photos représentent la pyroélectricité du cristal et couvrent une surface de 140×125 μm).

On ne lui a pas encore appliqué de tension électrique et, dans ces conditions, on observe toujours une texture avec des domaines microscopiques allongés dans une direction sensiblement parallèle à l'une des lignes neutres de la lame pour les radiations du spectre visible. Il s'agit d'une texture labile qui évolue lentement, de façon spontanée, aux dépens des domaines noirs dans le cas de la figure. On a accéléré cette évolution en appliquant un champ électrique très faible (20 kV/m), et, au bout de 13 mn, on arrive à la configuration de la figure 1 *b*. On en déduit que la vitesse de régression des murs est relativement grande pour un champ aussi faible et présente une anisotropie marquée : environ 10^{-8} m/s dans la direction latérale et $1{,}4.10^{-8}$ m/s dans la direction longitudinale des domaines.

2. Vitesse du déplacement des murs dans le cas d'un monodomaine de TGS pur. — En prolongeant l'application du champ de 20 kV/m considéré plus haut, on réalise un monodomaine. Pour refaire apparaître un domaine de polarisation opposée, il faut appliquer un champ de 50 kV/m pendant 3 mn : un domaine microscopique apparaît en noir sur la figure 2 *a*. Lorsqu'on prolonge l'application du champ le domaine grandit par déplacement de ses frontières. La figure 2 *b* montre l'extension réalisée au bout de 36 mn. Compte tenu de la valeur plus élevée du champ, on remarque que la vitesse de déplacement des murs est relativement plus lente que dans le cas précédent (cristal vierge, champ appliqué dans la direction favorisant l'évolution spontanée), et présente toujours une anisotropie marquée. Avec le champ de 50 kV/m, la vitesse est de l'ordre de 4.10^{-8} m/s dans la direction favorisée et deux fois moins dans la direction perpendiculaire.



(*a*) (*b*)

Fig. 2. — Nucléation d'un domaine noir dans le monocristal de TGS réalisé par le traitement précédent. Pendant le temps (36 mn) qui sépare la prise des deux photos, le cristal est soumis à un champ dépolarisant de 50 kV/m. La vitesse du mur antérieur est de l'ordre de 4.10^{-8} m/s et celle d'un mur latéral 2.10^{-8} m/s.

A l'aide de nombreuses expériences de ce type, réalisées avec des champs croissants de 20 à 750 kV/m, on a pu représenter la vitesse v des murs en fonction du champ E appliqué à une lame de 20 µm d'épaisseur (*fig.* 3, courbe 1). Les points expérimentaux se trouvent sensiblement sur la courbe exponentielle

$$v = v_\infty e^{-\delta/E}, \tag{1}$$

avec une vitesse $v_\infty = 4\,750$ mm/s et un champ d'activation $\delta = 1{,}15$ MV/m. Ces valeurs sont du même ordre de grandeur que celles observées pour $BaTiO_3$ avec la même loi, mais ici le domaine de variation de E est considérable (20 à 750 kV/m, au lieu de 17 à 100 kV/m dans les expériences de Miller et Savage). On peut donc dire que la formule (1) est bien vérifiée dans le cas de la croissance d'un petit domaine au centre d'un monocristal de TGS.

Il faut toutefois noter qu'on peut observer des vitesses plus grandes dans certains cas (*cf.* § 1).

La figure 3 (courbe 2) donne de même v en fonction de E pour une lame très mince (6 µm d'épaisseur). Ici les vitesses sont beaucoup plus faibles,

$$v \simeq 10^{-6} e^{20E} \tag{2}$$

et on ne peut donc pas utiliser une équation du type (1).

La loi (1) apparaît universelle parce qu'elle s'applique à des ferroélectriques aussi différents que TGS et $BaTiO_3$, mais elle n'est plus valable pour des lames très minces.

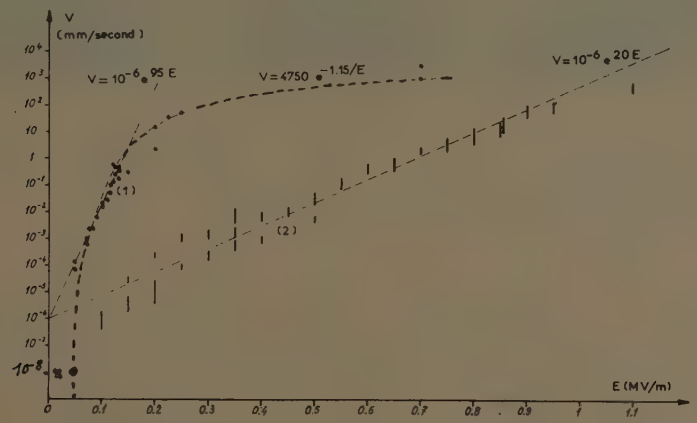


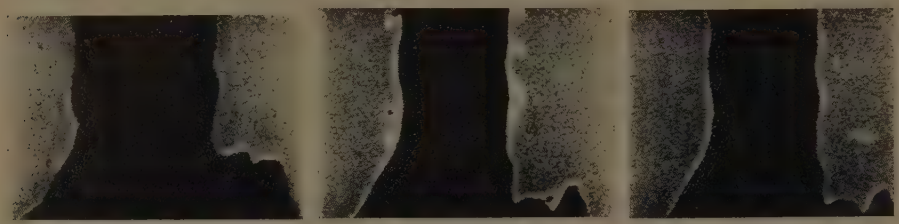
Fig. 3. — Vitesse de déplacement des murs d'un cristal de TGS dans la direction de la propagation la plus lente, en fonction du champ électrique appliqué. La courbe n° 1 représente l'équation $v = v_\infty e^{\delta/E}$ avec $v_\infty = 4\,750$ mm/s, $\delta = 1{,}15$ MV/m et correspond à une lame à 290 K de 20 µm d'épaisseur, taillée perpendiculairement à l'axe. La courbe n° 2 correspond à une lame de 6 µm d'épaisseur, les vitesses sont inférieures de plusieurs ordres de grandeur et la loi précédente n'est plus valable.

Les points et les segments correspondent à des mesures suivant la figure 2, la croix correspond à une mesure suivant la figure 1 et se situe tout à fait en dehors de la courbe.

En effet, si on voulait l'appliquer à la courbe (2) de la figure 3, on pourrait déterminer v_∞ et δ en prenant les points extrêmes de la courbe correspondant à des champs de 0,1 et 1,1 MV/m. On trouve ainsi $v_\infty = 6.10^{10}$ mm/s et $\delta = 22$ MV/m, et la courbe théorique $v = v_\infty e^{-\delta/E}$ correspond assez bien aux points expérimentaux dans le domaine des champs étudiés. Toutefois pour les champs plus élevés, on ne peut avoir les vitesses considérables que la loi ferait prévoir. On pourrait tourner la difficulté en admettant que le champ d'activation augmente avec E ce qui diminue la vitesse v pour les champs élevés, et l'augmente pour les champs faibles.

3. Cas particulier des champs intenses. — La figure 4 montre que l'application d'un champ électrique élevé pendant un temps très court déplace les murs avec des vitesses de l'ordre du mètre par seconde (1 µm/µs) mais laisse derrière le mur déplacé des îlots de résistance dont le diamètre est de l'ordre de quelques micromètres. Les points noirs correspondent à des domaines non renversés. Les points blancs correspondent à des

domaines partiellement renversés sur une partie de leur longueur. On voit que cette structure est instable et a disparu complètement au bout de 30 mn (*fig.* 4 *c*). Elle pourrait expliquer le bruit Barkhausen qui accompagne le renversement de la polarisation par application d'une pulsation électrique. Le contournement des îlots de résistance par le mur correspond à un déficit du courant de renversement et donnerait des pulsations néga-



(*a*) (*b*) (*c*)

Fig. 4. — Le déplacement des murs séparant les domaines ferroélectriques peut laisser des îlots qui gardent entièrement ou partiellement la polarité initiale lorsqu'il est provoqué par une pulsation très courte d'un champ très intense :

(*a*) Configuration observée avant l'application du champ.

(*b*) Immédiatement après application de 0,75 MV/m pendant 10 µs.

(*c*) Après 30 mn de repos : tous les îlots de polarisation qu'ils fussent blancs ou noirs ont disparu.

tives observables au moment du renversement. La disparition successive des îlots de polarisation au cours du temps qui suit la pulsation électrique donnerait des pulsations Barkhausen positives. Les intensités décrites ([4]), de l'ordre de 4.10^{-14} C correspondent à des domaines dont le diamètre serait de l'ordre de quelques micromètres, comme les points qu'on observe sur la figure 4 *b*.

(*) Séance du 25 novembre 1974.

([1]) R. C. Miller et A. Savage, *Phys. Rev.*, 115, 1959, p. 1176.

([2]) F. Giletta, *Physica Statu Solidi*, (*a*), 11, 1972, p. 721.

([3]) A. Hadni et R. Thomas, *Ferroelectrics*, 5, 1973, p. 259.

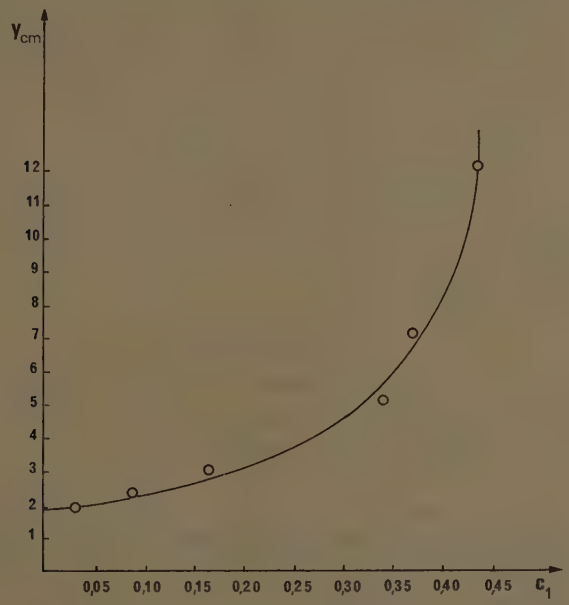
([4]) R. C. Miller et A. Savage, *J. Appl. Phys.*, 31, 1960, p. 662.

Institut de Physique,
2, *rue de la Greffe,*
54000 *Nancy.*

PHYSIQUE MOLÉCULAIRE. — *Détermination des temps de relaxation de biréfringence électrique d'un liquide en milieu visqueux.* Note (*) de MM. **Jean-Louis Dejardin**, **Régis Marrony**, **Alain Andrieux** et **Jacques Rabinovitch**, transmise par M. Gaston Dupouy.

Nous étudions la variation du temps de relaxation de la biréfringence électrique dans le cas d'un mélange de deux liquides dont les constantes de Kerr et les viscosités sont très différentes. Nous montrons que le temps de relaxation mesuré est une fonction régulière de la composition de ce mélange.

Les possibilités de détection du montage que nous avons mis au point [(1), (2), (3)] se situant dans le domaine de la nanoseconde, ne permettent pas une détermination directe des temps de relaxation de liquides peu visqueux à la température ambiante, temps de relaxation de l'ordre de la picoseconde : c'est le cas, par exemple, des liquides purs étudiés



par R. M. Topp et P. M. Rentzepis (4) dont la viscosité est de quelques centipoises et les temps de relaxation τ à 20°C, respectivement :

$\tau = 47$ ps pour le nitrobenzène;

$\tau = 33$ ps pour le toluène;

$\tau \simeq 2$ ps pour le sulfure de carbone.

Nous avons donc cherché à appliquer une méthode d'extrapolation en tenant compte du fait que τ, en première approximation, est proportionnel à la viscosité du milieu. Compte tenu de la variation thermique de la viscosité et des changements d'état éventuels, on ne peut envisager d'effectuer des mesures à basse température; par contre, la dilution du produit dans un liquide plus visqueux et de faible biréfringence électrique permet d'augmenter nettement le temps de relaxation et d'appliquer une méthode d'extrapolation au produit

pur. Cette technique a déjà été utilisée par S. Brunet ([5]) : l'adjonction de glycérine à des solutions aqueuses lui avait permis de déterminer plus facilement les temps de relaxation de biréfringence électrique de certaines macromolécules biochimiques telles que les γ-globulines.

D'une manière plus générale, nous avons entrepris une étude systématique de la variation du temps de relaxation de la biréfringence électrique en fonction de la concentration. Nos premières mesures portent sur des mélanges nitrobenzène-chlorodiphényl. A l'état pur, le nitrobenzène, liquide à forte constante de Kerr. ($3{,}4.10^{-5}$ u. é. s. C. G. S. pour $\lambda = 546$ mμ, à 20°C), ne présente du fait de sa faible viscosité (2,03 cp à 20°C), qu'un temps de relaxation de quelques dizaines de picosecondes ([4]). Les chlorodyphényls, mélanges d'isomères de différents degrés de chloration, lui conférant la structure d'un liquide à forte viscosité (plus de 20 000 cp à la température ambiante) et à faible constante de Kerr (10^{-3} celle du nitrobenzène) présentent l'avantage d'être miscibles en toutes proportions avec le nitrobenzène.

Ces caractéristiques, électriques et rhéologiques nous ont permis de préparer des mélanges pour lesquels la disparition de la biréfringence électrique après coupure du champ électrique est aisément observable sur l'écran de l'oscilloscope à mémoire à très large bande passante (90 MHz) dont nous disposons, en appliquant à la cellule de Kerr des impulsions électriques rectangulaires d'une durée comprise entre 50 ns (pour les solutions les moins visqueuses) et 1 μs (pour les mélanges les plus visqueux).

La courbe 1 donne les déviations verticales y lues sur l'écran de l'oscilloscope (d. d. p. aux bornes de la résistance de charge du photo-multiplicateur), en fonction de la fraction molaire c_1 du nitrobenzène dans les mélanges nitrobenzène-chlorodiphényl.

TABLEAU

$\tau_{ns} = f(c_1)$ *à* 20°C

Courbe 1

C_1	0,03	0,09	0,164	0,340	0,370	0,430
τ_{ns}	100±10	80±5	60±5	30±5	18±2	11±2

La décroissance régulière du temps de relaxation en fonction de la concentration en nitrobenzène qui apparaît sur le tableau doit nous permettre de définir une méthode d'extrapolation basée sur une loi linéaire de variation du temps de relaxation en fonction de la composition du mélange.

(*) Séance du 23 décembre 1974.

([1]) R. Marrony, J.-L. Dejardin et J. Rabinovitch, *Comptes rendus*, 275, série B, 1972, p. 341.

([2]) R. Marrony, C. Delseny, J.-L. Dejardin et S. Brunet, *Comptes rendus*, 275, série B, 1972, p. 789.

([3]) R. Marrony, A. Rabinovitch, J.-L. Dejardin et J. Rabinovitch, *Comptes rendus*, 278, série B 1974, p. 109.

([4]) M. R. Topp et P. M. Rentzepis, *J. Chem. Phys.*, 56 (3), 1972, p. 1066.

([5]) S. Brunet, *Thèse*, Perpignan, 1971, C. N. R. S. A. O. 5145.

Laboratoire de Physique moléculaire,
Faculté des Sciences Exactes et Naturelles,
Centre Universitaire de Perpignan,
avenue de Villeneuve,
66000 *Perpignan.*

PHYSIQUE MOLÉCULAIRE. — *Indice de qualité du potentiel électronique d'une molécule diatomique.* Note (*) de MM. **Hafez Kobeissé**, **Raymond Grandmontagne** et M^lle **Yvette Suzanne Tergiman**, transmise par M. Georges Déjardin.

On propose une nouvelle manière d'éprouver la validité de l'expression du potentiel d'une molécule diatomique. Basée sur des considérations de mécanique ondulatoire, elle peut permettre de comparer plusieurs expressions d'un même potentiel.

Dans la plupart des méthodes de détermination du potentiel électronique $U(r)$ d'une molécule diatomique ([1]), on utilise les valeurs expérimentales des termes spectraux T_v^e et des constantes de rotation B_v^e, en calculant les coordonnées des points de retour et en ayant recours à des interpolations convenables. En général, on justifie le résultat obtenu par trois opérations. En premier lieu, on calcule la fonction d'onde de vibration Ψ_v en résolvant l'équation

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} = f(x)\Psi, \tag{1}$$

avec

$$f(x) = \frac{8\pi^2 \mu c}{h}[U(x) - T_v].$$

$x = r - r_e$ étant la variation de la distance internucléaire à partir de l'équilibre. La solution doit respecter la convergence de Ψ lorsque x tend vers l'infini et vers $-r_e$. D'autre part, on essaye de retrouver le terme spectral en utilisant la relation : $T_v = \text{Cte} \langle \Psi_v | H | \Psi_v \rangle$, où H est l'hamiltonien de l'équation (1), et l'on compare T_v à la valeur expérimentale T_v^e. Enfin, on recherche de même la constante de rotation à partir de la relation $B_v = \text{Cte} \langle \Psi_v | 1/r^2 | \Psi_v \rangle$, et l'on compare B_v à B_v^e. En réalité ces calculs comportent plusieurs sources d'erreurs, liées d'une part à la représentation choisie pour le potentiel $U(r)$, qui peut être douteuse, et d'autre part à une incertitude portant sur le choix des valeurs initiales Ψ_0 et Ψ'_0.

En se plaçant dans le cas de l'approximation de Born-Oppenheimer, on considère ici comme non satisfaisant un potentiel pour lequel les valeurs propres de l'équation radiale ne redonnent pas les niveaux d'énergie expérimentaux. Suivant la méthode utilisée pour l'intégration numérique de l'équation (1), un écart $\Delta T = T_v - T_v^e$ peut représenter, soit une *tolérance sur la convergence numérique* de la solution ([2]), soit une *tolérance sur la continuité numérique* de cette solution ([3]). Afin d'éliminer la première, on peut associer à l'équation (1) une équation intégrale de Volterra de deuxième espèce ([4]) :

$$\Psi(x) = g(x) + \int_0^x k(x, t)\Psi(t)\,dt, \tag{2}$$

où

$$g(x) = \Psi(0) + x\Psi'(0) \qquad \text{et} \qquad k(x, t) = (x - t)f(t).$$

On démontre alors que toute solution de (2) est une solution de (1) et réciproquement [([4]), ([5])]. Il s'ensuit que la condition imposée à la solution de l'équation (1) d'être

de *carré sommable* s'impose à la solution de l'équation (2). Cette dernière s'écrit, d'après Volterra ([6]), sous la forme

$$\Psi(x) = \Psi(0)\,A(x) + \Psi'(0)\,B(x),$$

avec

$$A(x) = 1 + \int_0^x R(x, t)\,dt$$

et

$$B(x) = x + \int_0^x t\,R(x, t)\,dt,$$

où $R(x, t)$ est le *noyau réciproque* ou *résolvant* de $k(x, t)$.

Les conditions aux limites donnant pour Ψ :

$$\Psi'(0)/\Psi(0) = \lim_{x \to +\infty} (-A(x)/B(x)) = \lim_{x \to -r_e} (-A(x)/B(x)),$$

le calcul des valeurs initiales de Ψ peut se faire directement en calculant $A(x)$ et $B(x)$, ce qui implique seulement la connaissance de $f(x)$.

A titre d'exemple, on a appliqué cette méthode à l'état fondamental de N_2^+. En conservant les termes spectraux expérimentaux T_v^e ([7]), on a utilisé successivement le potentiel A proposé par Albritton ([8]), calculé par une méthode R. K. R. ([1]), puis le potentiel K proposé par l'un de nous ([9]) et calculé par une méthode ondulatoire. Les résultats figurent dans le tableau I, où l'on est amené à proposer

$$l^+ = \lim_{x \to +\infty} (-A(x)/B(x)) \quad \text{et} \quad l^- = \lim_{x \to -r_e} (-A(x)/B(x)).$$

Il existe toujours entre ces limites, qui devraient être égales, un écart provenant, soit de l'incertitude du calcul de $A(x)$ et de $B(x)$, soit du fait que les termes spectraux du potentiel

TABLEAU I

Valeurs calculées de l^+ et de l^-, et indices de qualité $q = |(l^+ - l^-)/(l^+ + l^-)|$ *pour deux potentiels de l'état fondamental de* N_2^+ ([11])

	Potentiel A			Potentiel K		
v	l^+	l^-	q	l^+	l^-	q
0.....	1,16	2,23	0,32	1,16	1,56	0,15
1.....	−180,76	−128,17	0,17	−185,19	−165,45	0,06
2.....	21,98	29,84	0,16	22,29	25,73	0,07
3.....	− 59,85	− 49,98	0,09	− 57,81	− 54,81	0,03
4.....	122,60	147,58	0,09	133,60	138,09	0,02
5.....	− 6,71	− 1,01	0,74	− 5,58	− 0,23	0,92
6.....	−200,12	−171,76	0,08	−201,35	−187,01	0,04
7.....	83,01	95,58	0,07	84,22	86,26	0,01
8.....	− 29,55	− 16,00	0,30	− 29,22	− 22,05	0,14
9.....	−502,36	−288,30	0,27	−369,48	−363,58	0,01
10.....	73,59	109,09	0,20	94,00	101,42	0,04
11.....	− 29,58	− 10,96	0,46	− 24,56	− 13,70	0,28

utilisé ne sont pas exactement égaux aux termes expérimentaux T_v^e. Cette dernière cause d'erreur se trouve éliminée si on refait le calcul en utilisant le potentiel de Morse $U(x) = D(1 - e^{-ax})^2$, pour lequel les valeurs théoriques des niveaux d'énergie sont connues. Les résultats, obtenus avec $D = 75\,480\ cm^{-1}$ et $a = 2{,}5886\ Å^{-1}$, sont rassemblés dans le tableau II où la dernière colonne est réservée à la valeur théorique l de $\Psi'(0)/\Psi(0)$ calculée directement ([10]) à partir de l'expression analytique de Ψ. Les écarts constatés entre l^+ et l^- ne proviennent plus, dans ce cas, que des incertitudes introduites par le calcul numérique.

TABLEAU II

Valeurs calculées de l^+ et de l^-, et valeurs théoriques de l (dérivées logarithmique de la fonction d'onde pour $r = r_e$) pour le potentiel de Morse de l'état fondamental de N_2^+

v	l^+	l^-	l
0.....	1,06	1,52	1,29
1.....	−173,49	−172,30	−173,48
2.....	22,23	24,54	23,50
3.....	− 61,32	− 58,34	− 60,00
4.....	120,78	124,25	123,10
5.....	− 8,63	− 4,02	− 6,34
6.....	−220,07	−216,75	−219,49
7.....	75,40	84,32	80,98
8.....	− 29,17	− 22,49	− 25,99
9.....	−432,38	−376,30	−395,82
10.....	87,13	94,33	91,67
11.....	− 26,44	− 18,02	− 22,43

On est ainsi conduit à proposer, comme *indice de qualité*, le rapport

$$q = \left| \frac{l^+ - l^-}{l^+ + l^-} \right|$$

pour chaque niveau de vibration. Un potentiel exactement adapté aux termes spectraux expérimentaux et traité par un procédé de calcul n'entraînant aucune incertitude donnerait un *indice de qualité* nul. Les valeurs moyennes de q sont, pour les douze niveaux considérés, 0,25 (potentiel A), 0,15 (potentiel K) et 0,09 (potentiel de Morse). Dans ce dernier cas, les écarts entre l^+ et l^- proviennent uniquement du calcul de $A(x)$ et $B(x)$. On peut constater que le potentiel K donne, pour les niveaux considérés, un indice de qualité plus favorable que le potentiel A.

En résumé, en associant à l'équation radiale de Schrödinger un *noyau résolvant* $R(x, t)$, déterminé par le potentiel d'une molécule diatomique et par les valeurs expérimentales des niveaux d'énergie, on peut calculer la dérivée logarithmique Ψ'/Ψ de la fonction d'onde de vibration, résoudre le problème des valeurs initiales de Ψ et définir un *indice de qualité* du potentiel. L'état fondamental de N_2^+ a servi d'application numérique pour une étude comparative de deux potentiels.

(*) Séance du 16 septembre 1974.

(1) R. Rydberg, *Z. Phys.*, 73, 1931, p. 376; O. Klein, *ibid.*, 76, 1932, p. 226; A. L. Rees, *Proc. Phys. Soc.*, 59, 1947, p. 998; H. Kobeissé, *Thèse de doctorat ès sciences*, Lyon, 1972.

(2) H. Kobeissé et R. Grandmontagne, *Comptes rendus*, 271, série B, 1970, p. 704.

(3) J. W. Cooley, *Math. Comp.*, 15, 1961, p. 363.

(4) G. Arfken, *Mathematical Methods for Physicists*, Academic Press, New York, 2e édition, 1970, p. 729.

(5) H. Kobeissé et S. Tergiman, 5e Réunion scientifique, A. L. A. S., 1973, Beyrouth.

(6) V. Volterra, *Leçons sur les équations intégrales et les équations intégro-différentielles*, Gauthier-Villars, 1913.

(7) A. E. Douglas, *Canad. J. Phys.*, 30, 1952, p. 302.

(8) D. L. Albritton, A. L. Schmeltekorpf et E. E. Ferguson, 6th International Conference, Cambridge, Mass., U. S. A., MIT Press, 1969, p. 331.

(9) H. Kobeissé, *J. Phys.*, 34, 1973, p. 235.

(10) H. Kobeissé et R. Grandmontagne, *Comptes rendus*, 271, série B, 1970, p. 638.

(11) Ces calculs ont été effectués à l'aide d'un ordinateur IBM-1130, mis à la disposition des auteurs par le Conseil National de la Recherche Scientifique du Liban.

Université Libanaise,
Faculté des Sciences,
Beyrouth, Liban

et

Centre d'Études
et de Recherches mathématiques et physiques,
B. P. n° 3855,
Beyrouth, Liban;

Laboratoire de Spectroscopie
et de Luminescence
de l'Université Claude Bernard,
43, *boulevard du* 11-*Novembre*-1918,
Lyon I,
69621 *Villeurbanne.*

RÉSONANCE MAGNÉTIQUE. — *Sur la mesure des temps de relaxation de spin dans les raies inhomogènes en présence de diffusion spectrale.* Note (*) de MM. **Jean-Pierre Korb** et **Jean Maruani**, présentée par M. Louis de Broglie.

Le modèle des paquets de spins s'est avéré très utile dans la mesure des temps de relaxation de spin dans les raies inhomogènes. On peut tenir compte de la relaxation croisée entre les paquets de spins en utilisant un modèle de réservoirs thermodynamiques couplés. On montre que les temps de relaxation spin-réseau mesurés s'allongent lorsqu'on tient compte de la relaxation croisée entre tous les paquets.

1. INTRODUCTION. — La mesure des temps de relaxation spin-spin T_2 et spin-réseau T_1 dans les raies de résonance magnétique est souvent rendue difficile par la présence d'un élargissement dit inhomogène qui s'ajoute à l'élargissement homogène toujours présent. La méthode naïve, qui consiste à traiter le premier élargissement comme constitué par une distribution continue de paquets de spins indépendants ([1]), a été développée par divers auteurs dans le cas de la saturation continue [([2])-([4])]. Ce modèle, cependant, ne peut être conservé lorsque les mécanismes de relaxation croisée ([5]) engendrent une diffusion spectrale de l'énergie absorbée. Les traitements antérieurs, tant dans le cadre ([6]) qu'en dehors ([7]) du modèle à paquets de spins, ne visant pas à mettre au point une méthode d'extraction de valeurs de T_1 et T_2 tenant compte de cet effet, nous avons employé un modèle de réservoirs thermodynamiques couplés ([8]) pour étudier l'influence de la relaxation croisée sur les valeurs de T_1 et T_2 qu'on peut obtenir par la méthode naïve.

2. MODÈLE. — Le modèle des réservoirs thermodynamiques couplés est basé essentiellement sur la possibilité de diviser un système physique en sous-systèmes atteignant l'équilibre thermique en des temps beaucoup plus courts que ceux nécessaires pour atteindre l'équilibre thermique entre les sous-systèmes. On sépare le hamiltonien total $\mathscr{H}$ du système en une partie principale $\mathscr{H}_0$ égale à une somme de termes $\mathscr{H}_L$ auxquels, sous certaines conditions ([8]), on peut associer des réservoirs thermodynamiques et une partie perturbatrice $\mathscr{H}_1$ égale à une somme de couplages $\mathscr{H}_i$ entre ces réservoirs. On démontre ([8]) que sous l'action des couplages, les paramètres de température des réservoirs, $\alpha_L(t) = \partial S_L/k\ \partial U_L$, obéissent aux équations cinétiques :

$$\dot{\alpha}_L(t) = -\sum_{M \neq L} W_{LM}^{\mathscr{H}_1}[\alpha_L(t) - \alpha_M(t)], \tag{1}$$

où

$$W_{LM}^{\mathscr{H}_1} = -\frac{1}{\hbar^2 \operatorname{Tr}_{\mathscr{H}_0}\{L^2\}} \int_{-\infty}^{+\infty} \operatorname{Tr}_{\mathscr{H}_0}\{ e^{i\mathscr{H}_0\tau/\hbar}[L, Y] e^{-i\mathscr{H}_0\tau/\hbar}[Y^+, M]\}\, d\tau, \tag{2}$$

avec $L \equiv \mathscr{H}_L$, $Y + Y^+ \equiv \mathscr{H}_1$.

Considérons un ensemble de N molécules paramagnétiques identiques, de spin électronique total $S = 1/2$, soumises à l'action d'un champ magnétique statique H_0, appliqué suivant z, et de champs statiques locaux ΔH_α, définissant la résultante des autres interactions magnétiques. On appelle paquet de spins α le sous-ensemble des N_α spins $S_{\alpha i}$ résonnant à la même fréquence de Larmor : $\omega_\alpha = \omega_0 + \Delta\omega_\alpha$. L'application d'un champ micro-onde $H_1 e^{i\omega t}$ provoque des transitions qui perturbent l'équilibre thermique des spins, tandis que les fluctuations des champs magnétiques locaux induites par l'agitation thermique tendent à rétablir l'équilibre. Les processus de relaxation croisée seront d'autant plus efficaces que la contiguïté spatiale des spins et la contiguïté spectrale de leurs résonances

seront toutes deux plus importantes. Le temps caractéristique d'établissement de l'équilibre thermique entre spins appartenant à un même paquet est alors beaucoup plus court que celui relatif à des paquets de spins différents lorsque les contiguïtés spatiale et spectrale s'impliquent mutuellement ou, si ce n'est pas le cas, lorsque le nombre de paquets de spins est assez petit pour que chaque spin ait parmi ses plus proches voisins au moins un spin de même classe. D'autre part il faut noter que des spins de même fréquence de Larmor auront généralement tendance à se comporter de façon similaire sous l'effet de perturbations dynamiques identiques. On est alors fondé à attribuer à chacun des n paquets composant la raie un réservoir thermodynamique distinct. Plus précisément, on écrit[*]:

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_1, \tag{3}$$

$$\mathcal{H}_0 = \sum_{\alpha=1}^{n} \mathcal{H}_{Z_\alpha} + \mathcal{H}_D + \mathcal{H}_P + \mathcal{H}_R, \tag{4}$$

$$\mathcal{H}_1 = \mathcal{H}_{SS} + \mathcal{H}_{SP} + \mathcal{H}_{SR}. \tag{5}$$

Dans (4) :

$$\mathcal{H}_{Z_\alpha} = \hbar\omega_\alpha \sum_{i=1}^{N_\alpha} S_{\alpha i}^z,$$

$\mathcal{H}_D$ est la partie séculaire des interactions dipolaires, $\mathcal{H}_P$ et $\mathcal{H}_R$ sont les hamiltoniens caractéristiques des réservoirs de photons et de phonons, dont nous supposerons les paramètres de température, α_P et α_R, respectivement nul et constant.

Dans (5), $\mathcal{H}_{SS}$ est la partie non séculaire principale des interactions dipolaires et $\mathcal{H}_{SP}$ et $\mathcal{H}_{SR}$ se présentent comme des sommes de produits d'opérateurs de spins et d'opérateurs de photons et de phonons respectivement.

3. Traitement. — En partant de la décomposition précédente, on est amené à écrire $n+1$ équations cinétiques du type (1), où les $W_{LM}^{\mathcal{H}_1}$ peuvent être exprimées par la

(6)

$$\begin{cases}
i\text{-ième équation } (i = 1, \ldots, n) \\
\left\{1 + \dfrac{a^2 s^2}{a^2 + [ar - (i - n_1/2)\, q_n]^2} + \sum\limits_{\substack{j=1 \\ \neq i}}^{n} \dfrac{a^2 c p_n(j)}{a^2 + (j-i)^2 (q_n/2)^2}\right\} x_n(i) \\
\quad - \sum\limits_{\substack{j=1 \\ \neq i}}^{n} \dfrac{h + (j - n_1/2)\, q_n}{h + (i - n_1/2)\, q_n} \dfrac{a^2 c p_n(j)}{a^2 + (j-i)^2 (q_n/2)^2} x_n(j) \\
\quad + \dfrac{1}{h + (i - n_1/2)\, q_n} \left\{ \dfrac{[ar - (i - n_1/2)\, q_n]\, a^2 s^2}{a^2 + [ar - (i - n_1/2)\, q_n]^2} + \sum\limits_{\substack{j=1 \\ \neq i}}^{n} \dfrac{(j-i)\, q_n\, a^2 c p_n(j)}{a^2 + (j-i)^2 (q_n/2)^2} \right\} x_n(n_1) = 1, \\
n\text{-ième équation} \\
\sum\limits_{i=1}^{n} [h + (i - n_1/2)\, q_n]\, p_n(i) \left\{ \dfrac{[ar - (i - n_1/2)\, q_n]\, s^2}{a^2 + [ar - (i - n_1/2)\, q_n]^2} + \sum\limits_{\substack{j=1 \\ \neq i}}^{n} \dfrac{(j-i)\, q_n c p_n(j)}{a^2 + (j-i)^2 (q_n/2)^2} \right\} x_n(i) \\
\quad + \left(1 + \sum\limits_{i=1}^{n} p_n(i) \left\{ \dfrac{[ar - (i - n_1/2)\, q_n]^2\, s^2}{a^2 + [ar - (i - n_1/2)\, q_n]^2} \right.\right. \\
\qquad \left.\left. - \sum\limits_{\substack{j=1 \\ \neq i}}^{n} [h + (i - n_1/2)\, q_n] \dfrac{(j-i)\, q_n c p_n(j)}{a^2 + (j-i)^2 (q_n/2)^2} \right\} \right) x_n(n_1) = 1,
\end{cases}$$

relation (2). En saturation continue (régime permanent), les α_L ne dépendent pas du temps ($\dot{\alpha}_L = 0$). En outre, on peut faire les hypothèses simplificatrices suivantes : 1° tous les paquets de spins ont la même forme d'absorption, qu'on supposera lorentzienne, et la même largeur, T_2^{-1}; 2° la probabilité de relaxation vers le réseau de tous les réservoirs Zeeman a la même valeur, T_1^{-1}; 3° le temps de relaxation dipolaire-réseau T_1' vaut $T_1/2$ (9); 4° la probabilité de relaxation $T_1''^{-1} = W_{Z_\alpha D}^{SR}$ est négligeable devant T_1^{-1} (8). Si alors on introduit les paramètres : $c = T_1/T_2$, $h = \omega_0/\Delta\omega_G$, $a = T_2^{-1}/\Delta\omega_G$, $r = (\omega - \omega_0)/T_2^{-1}$ et $s = \gamma H_1 (T_1 T_2)^{1/2}$, où $\Delta\omega_G$ exprime l'élargissement inhomogène de la raie, on peut réduire le système d'équations obtenues à la forme [équation (6)] (10), où $n_1 = n+1$, $x_n(i) = \alpha_{Z_i}/\alpha_R$, $x_n(n_1) = \alpha_D/\alpha_R$, $p_n(i) = N_i/N$, i désignant ici un paquet de spins, et $q_n = a(n)/\Delta\omega_G$, où $a(n)$ est l'écart entre les centres des résonances de deux paquets de spins consécutifs calculé de manière à ce que la largeur à mi-hauteur de l'enveloppe des paquets de spins soit conservée lorsque n augmente; ici le calcul est effectué pour une distribution $p_n(i)$ binômiale, afin de simuler l'enveloppe gaussienne. Dans les mêmes notations, l'absorption s'écrit :

$$(7) \qquad Ust(c, h, a, r, s) = \frac{as}{\sqrt{\pi}} \sum_{i=1}^{n} \left[1 + \frac{(i - n_1/2)\, q_n}{h}\right] \times \frac{x_n(i) + [ar - (i - n_1/2)\, q_n]/[h + (i - n_1/2)\, q_n]\, x_n(n_1)}{a^2 + [ar - (i - n_1/2)\, q_n]^2} p_n(i),$$

où les $x_n(i)$ sont les solutions du système linéaire (6), et où l'on fait croître n jusqu'à convergence pour une distribution continue de paquets.

4. Résultats. — Les premiers calculs sur ordinateur, effectués à l'aide d'un programme construit sur les formules précédentes (10), font ressortir deux résultats essentiels. En premier lieu, $Ust(c, h, a, r, s)$ tend vers $(s/t)\, u(ar, at)$ pour toute valeur de c et h grand lorsque s tend vers zéro, u représentant le profil de Voigt. Il en résulte que la méthode précédemment décrite d'extraction de valeurs de T_2 et $\Delta\omega_G$ des formes de raie non saturées (4) reste inchangée lorsqu'on tient compte de la diffusion spectrale. En second lieu, les maximums des courbes de saturation au centre de la raie se placent au-dessus de ceux relatifs au profil de Voigt et ce, d'autant plus nettement que a est plus petit et c, plus grand. Il en résulte que l'on fait une erreur par défaut dans la mesure de $T_1 T_2$, donc de T_1, lorsqu'on néglige la diffusion spectrale (4). Pour $a \sim 0{,}1$ et $c \sim 30$, on trouve $\Delta T_1/T_1 \sim 50\,\%$, ce qui est sensiblement supérieur aux erreurs provenant d'autres sources.

(*) Séance du 23 décembre 1974.

(1) A. M. Portis, *Phys. Rev.*, 91, 1953, p. 1071.
(2) T. G. Castner, *Phys. Rev.*, 115, 1959, p. 1506.
(3) O. P. Zhidkov, *Soviet Physics-Solid State*, 9, 1967, p. 1095.
(4) J. Maruani, *J. Magn. Res.*, 7, 1972, p. 207.
(5) N. Bloembergen, S. Shapiro, P. S. Pershan et J. O. Artman, *Phys. Rev.*, 114, 1959, p. 445.
(6) L. L. Buishvili, M. D. Zviadadze et G. R. Khutsishvili, *Soviet Physics-JETP*, 27, 1968, p. 469 et 29, 1969, p. 159.
(7) S. Clough et C. A. Scott, *J. Phys.*, C 1, 1968, p. 919.
(8) J.-P. Boucher et M. Nechtschein, *J. Phys.*, 31, 1970, p. 783.
(9) B. N. Provotorov, *Soviet Physics-JETP*, 14, 1962, p. 1126.
(10) J.-P. Korb, *Thèse de 3e cycle*, Paris, 1974.

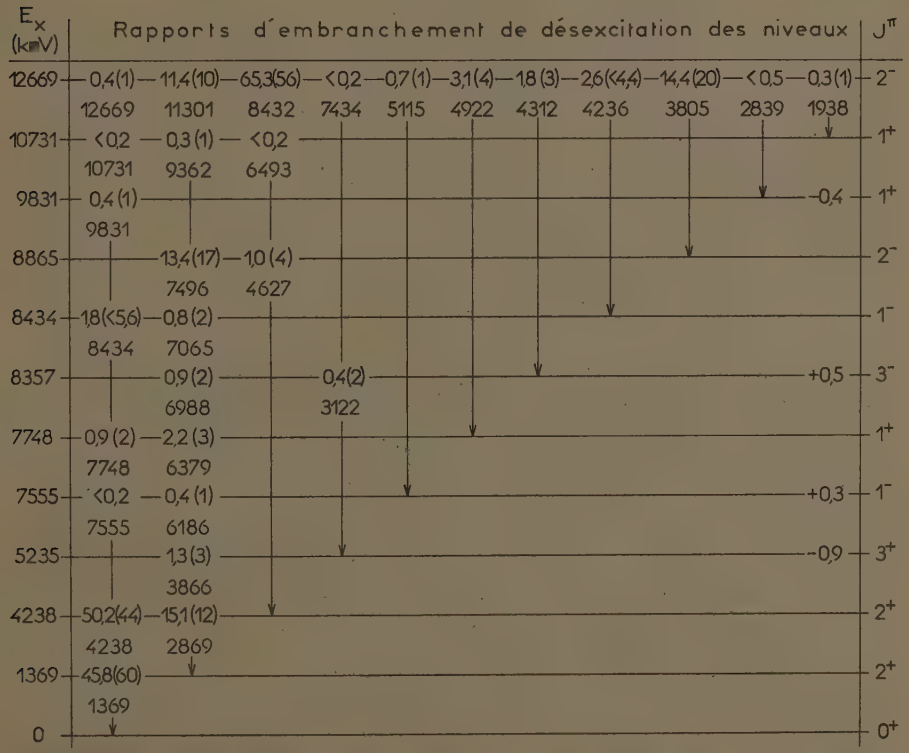
Centre de Mécanique ondulatoire appliquée du Centre National de la Recherche Scientifique,
23, *rue du Maroc,*
75019 *Paris.*

RADIOACTIVITÉ. — *Sur la désexcitation du magnésium* 24 *formé par réaction* ^{23}Na (p, γ) *à la résonance* $E_p = 1\,022$ KeV. Note (*) de M. **Vittorio Barci**, présentée par M. Georges Champetier.

L'étude de la résonance à $E_p = 1\,022$ keV de la réaction ^{23}Na $(p, \gamma)^{24}$Mg a permis de mesurer l'énergie et la vie moyenne de plusieurs niveaux excités de ^{24}Mg, notamment à 4 238, 7 555, 7 748, 8 357 et 8 865 keV. Un schéma de désexcitation de cette résonance est proposé.

Dans le cadre d'une étude des états excités de ^{24}Mg ([1]), nous avons analysé le rayonnement γ émis dans la réaction ^{23}Na (p, γ); nous rapportons ci-dessous les résultats obtenus à la résonance de 1 022 KeV des protons : rapports d'embranchement, énergie et vie

TABLEAU I



(*) Les erreurs indiquées entre parenthèses portent sur le dernier chiffre significatif; les nombres hors diagramme à droite représentent le déséquilibre du bilan d'alimentation et de désexcitation.

moyenne des niveaux excités. Le faisceau de protons était produit par un accélérateur van de Graaff de 2 MeV. L'énergie de la résonance mesurée dans le présent travail était de $1\,021{,}8 \pm 1{,}5$ keV, en bon accord avec les travaux antérieurs ([2]), l'erreur étant due à la dispersion du faisceau.

Comme le bilan de la réaction ^{23}Na (p, γ) ^{24}Mg est Q = 11 691,5 ± 1,5 keV ([3]), nous avons mesuré le rayonnement de désexcitation jusqu'à ~ 13 MeV, avec un détecteur de Ge (Li) de 60 cm^3, associé à un analyseur à 8 000 canaux, équipé d'un stabilisateur permettant d'éviter les dérives du canal zéro et les variations de gain. La résolution de cet ensemble était de 2,8 keV à 1,33 MeV, et de 12 keV à 10 MeV. Les cibles ont été préparées par évaporation sous vide de NaBr et Na_2WO_4, sur des supports de Cu traités chimiquement puis par bombardement sous vide. La présence d'un doublet de résonances à 1 009-1 011 keV ([2]) a nécessité le recours systématique à des cibles minces (< 170 µg/cm^2).

TABLEAU II

Énergie des niveaux de ^{24}Mg (MeV)	Intensité en % de la transition du niveau résonnant vers ces niveaux		
	Présent travail	Meyer et coll. ([4])	Endt et coll. ([5])
0,00.....	0,4 ± 0,1	0,4	–
1,37.....	11,4 ± 1,0	10	10
4,12.....	< 0,2	< 1	–
4,24.....	65,3 ± 5,6	67	70
5,24.....	< 0,2	–	15
7,55.....	0,7 ± 0,1	1,4	–
7,75.....	3,1 ± 0,4	3,5	5
8,36.....	1,8 ± 0,3	1,5	–
8,43.....	2,6 (< 4,4)	–	–
8,87.....	14,4 ± 2,0	15	–
9,83.....	< 0,5	0,8	–
10,73.....	0,3 ± 0,1	0,4	–

La mesure des rapports d'embranchement a été faite avec le détecteur placé à 55° par rapport au faisceau incident, à 40 mm de la cible de Na_2WO_4 (100 µg/cm^2). Le tableau I rend compte de la désexcitation du niveau résonnant de 12 669 keV, $J^\pi = 2^-$, T = 1 ([2]). Le tableau II permet de comparer ces résultats à ceux de Meyer et coll. ([4]), qui ont mesuré récemment les rapports d'embranchement pour cette résonance, ainsi qu'à la compilation de Endt et van der Leun ([5]). On remarque l'accord généralement bon avec les résultats de Meyer et coll. ([4]). Nous proposons cependant une transition du niveau résonnant vers le niveau de 8 434 keV (1^-), en dépit des difficultés de l'observation des raies de 4 236 et 8 434 keV gênées par des raies intenses de 4 238 et 8 432 keV, car nous avons observé une raie assez intense de 7 065,0 ± 0,8 keV. Les intensités adoptées ont été déduites du bilan des intensités. En outre nous avons exclu, en accord avec Meyer et coll. ([4]), une transition du niveau résonnant vers le niveau 4^+ à 9 515 keV, car nous n'avons pas observé de raie de 3 154 keV; mais nous avons par contre observé une raie de 3 140,3 ± 0,6 keV pouvant alimenter ce niveau à partir d'un autre niveau résonnant, de 12 665 keV; ce dernier correspond à E_p = 1 008 ± 2 keV, il s'agit donc d'un des membres du doublet évoqué plus haut, qui dans les présentes expériences contribuait à l'intensité globale à raison de 1/14.

Les énergies des niveaux excités de ^{24}Mg (tableau III) ont été mesurées avec le détecteur placé à 90° par rapport au faisceau incident et avec une cible mince de Na_2WO_4 (100 µg/cm^2). Dans ces conditions l'effet Doppler dû au recul des noyaux excités

TABLEAU III

J^π (2)	E_X (keV) Présent travail	Endt et coll. (2)	Leccia (9)	Meyer et coll. (4)
2^+	1 368,55 ± 0,01	1 368,59 ± 0,04	1 368,6 ± 0,1	–
4^+	4 122,1 ± 0,4	4 122,82 ± 0,07	4 122,9 ± 0,5	–
2^+	4 237,8 ± 0,2	4 238,5 ± 0,4	4 238,1 ± 0,4	4 238,7 ± 0,4
3^+	5 234,9 ± 0,8	5 236,0 ± 0,3	5 235,4 ± 0,6	5 235,4 ± 0,4
1^-	7 554,7 ± 0,8	7 553 ± 3	7 557 ± 3	7 551 ± 3
1^+	7 747,6 ± 0,2	7 747,3 ± 0,9	7 747,3 ± 0,6	7 747,0 ± 1,0
3^-	8 356,9 ± 0,4	8 357,9 ± 1,0	8 357 ± 3	8 357,7 ± 0,6
1^-	8 433,5 ± 0,8	8 437,7 ± 1,5	8 433,0 ± 2,0	8 437,7 ± 1,5
2^-	8 864,6 ± 0,2	8 864 ± 2	8 862,0 ± 1,8	8 863,5 ± 1,0
4^+	9 514,4 ± 1,5	9 515,3 ± 1,0	9 515 ± 3	9 515,3 ± 1,2
1^+	9 830,6 ± 0,6	9 827 ± 2	9 829 ± 5	9 827,3 ± 2,5
1^+	10 731,0 ± 0,6	10 731,4 ± 1,5	10 731 ± 5	10 731,4 ± 1,5
2^-	12 669,3 ± 0,6	12 669 ± 2	–	12 669 ± 2

est éliminé; en outre la cible était placée de manière à rendre minimal le recul dans le vide. Pour l'étalonnage, on s'est servi des gammas d'annihilation des positons, des gammas de ^{60}Co (6) et du gamma de 6 130,66 ± 0,18 keV (7) de ^{16}O (8). On s'est servi en outre de la différence de 511,003 keV (6) entre les pics de simple et de double échappement du rayonnement d'annihilation et le pic photoélectrique des gammas de haute énergie les plus intenses. L'équation de la courbe d'étalonnage a été établie par la méthode des moindres carrés, en se servant d'un polynôme de degré convenable pour tenir compte de la non-linéarité du spectromètre. Le tableau III fait apparaître le bon accord existant entre ces résultats et ceux d'autres auteurs, et notamment ceux de Leccia (9), qui propose l'énergie de 8 433 ± 12 keV pour le niveau 1^- du doublet situé à 8,43 − 8,44 MeV; nous proposons en effet ici l'énergie 8 433,5 ± 0,8 keV. Pour le niveau de 9 515 keV (4^+), alimenté à partir du niveau résonnant de 12 655 keV, nous trouvons l'énergie 9 514,5 ± 1,5 keV.

TABLEAU IV

Niveau E_X (keV)	J^π	Vie moyenne τ (fs) Présent travail	Endt et coll. (2)	Leccia (9)	Meyer et coll. (4)
4 238	2^+	47 ± 9	100 ± 10	88 ± 11	53 ± 9
7 555	1^-	33 ± 18	390 ± 80	–	–
7 748	1^+	10 ± 3	11 ± 4	25 ± 5	11 ± 4
8 357	3^-	65 ± 17	115 ± 25	–	–
8 434	1^-	< 12	< 5	11 ± 7	< 5
8 865	2^-	9 ± 2	5 ± 3	20 ± 7	5 ± 3
9 831	1^+	< 25	0,53 ± 0,14	–	–
10 731	1^+	< 50	$(17 \pm 3).10^{-3}$	–	–

La mesure de la vie moyenne des niveaux formés dans la désexcitation du niveau résonnant (tableau IV) a été faite selon la méthode de l'atténuation de l'effet Doppler (D.S.A.M.), en se servant d'une cible de NaBr (150 μg/cm^2). Les coefficients d'atténuation 1 − F ont

été mesurés au moyen du rapport F entre le déplacement Doppler des pics entre 0 et 135° et le déplacement maximal calculé expérimentalement à l'aide des gammas issus du niveau résonnant. Le calcul des coefficients d'atténuation en fonction de la vie moyenne du niveau s'est appuyé sur la théorie du pouvoir de ralentissement de Lindhard et coll. ([10]) et de Blaugrund ([11]). On constate que la dispersion des valeurs est assez grande; en particulier pour le niveau de 7 555 keV, la vie moyenne mesurée dans le présent travail diffère d'un ordre de grandeur de la seule valeur qui ait été proposée ([12]). En fait, on observe souvent une certaine fluctuation des valeurs des vies moyennes mesurées par la méthode de l'atténuation de l'effet Doppler; récemment Broude et coll. ([13]) ont trouvé des valeurs variant de 0,29 à 0,54 ps pour la vie moyenne du niveau à 3,34 MeV de ^{22}Ne en se servant de 39 matériaux différents pour ralentir le recul; la méthode semble donc sujette à des erreurs systématiques bien supérieures aux erreurs statistiques.

(*) Séance du 6 janvier 1975.

([1]) V. Barci, *Thèse*, Nice, 1975 (à paraître).

([2]) P. M. Endt et C. van der Leun, *Nucl. Phys.*, *A* 214, 1973, p. 1.

([3]) A. H. Wapstra et N. B. Gove, *Nuclear Data*, *A* 9, 1971, p. 267 et 303.

([4]) M. A. Meyer, J. P. L. Reinecke et P. Reitmann, *Nucl. Phys.*, *A* 185, 1972, p. 625.

([5]) P. M. Endt et C. van der Leun, *Nucl. Phys.*, *A* 105, 1967, p. 1.

([6]) β^+ : 511,003 ± 0,002 keV; ^{60}Co : 1 173,231 ± 0,030 keV et 1 332,508 ± 0,015 keV, d'après R. Gunnink, R. A. Meyer, J. B. Niday et R. P. Anderson, *Nucl. Inst. and Meth.*, 65, 1968, p. 26.

([7]) F. Ajzenberg-Selove, *Nucl. Phys.*, *A* 166, 1971, p. 1.

([8]) ^{16}O est produit par réaction (p, α) sur ^{19}F présent dans les cibles à l'état d'impureté provenant du dégazage des joints en teflon du système de vide de la chambre à diffusion.

([9]) F. Leccia, *Thèse*, Bordeaux, 1973; P. Hubert, M. M. Aléonard, D. Costéra, F. Leccia et P. Mennrath, *Nucl. Phys.*, *A* 195, 1972, p. 485.

([10]) J. Lindhard, M. Scharff et H. E. Schiott, *Kgl. Danske Vid. Selsk.*, *Mat. Fys. Medd.*, 33, n° 14, 1963, p. 1.

([11]) A. E. Blaugrund, *Nucl. Phys.*, 88, 1966, p. 501.

([12]) T. K. Alexander, C. Broude et T. Litherland, *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 12, 1967, p. 553.

([13]) C. Broude, P. Engelstein, M. Popp et P. N. Tandon, *Phys. Letters*, 39 *B*, 1972, p. 185.

Laboratoire de Chimie Physique atomique et structurale,
Faculté des Sciences,
28, *avenue de Valrose,*
06000 *Nice.*

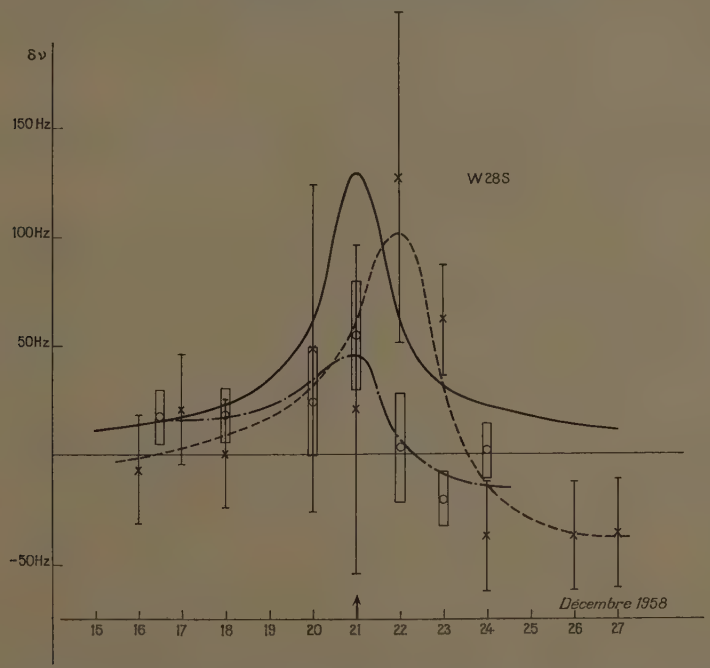
ASTROPHYSIQUE. — *Comparaison de deux observations de déplacements anormaux vers le rouge observés au voisinage du disque solaire* (complément). Note (*) de MM. **Serge Depaquit**, **Jean-Pierre Vigier** et **Jean-Claude Pecker**, Correspondant de l'Académie.

L'observation de W 28 S à 18 cm n'infirme pas les résultats antérieurs obtenus à 21 cm (*Tau* A) et l'existence d'un « redshift » anormal des objets éclipsés par le Soleil pendant cette éclipse.

Dans une Note précédente (1) à laquelle celle-ci n'apporte qu'un complément, nous avons montré que l'éclipse, par la couronne solaire, de l'émetteur de la sonde *Pioneer* 6 à 2 292 MHz était assez précise pour déterminer la constante phénoménologique A de notre relation

$$z = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = AT^3 L,$$

destinée à rendre compte des décalages anormaux vers le rouge (2).



Comparaison de la prédiction théorique obtenue à partir de *Pioneer* 6 (courbe en trait plein) avec les résultats expérimentaux obtenus par Shapiro. Les croix représentent les moyennes journalières des mesures faites à Agassiz et les cercles celles de Haystack. Pour ces deux séries de mesures une courbe expérimentale moyenne a été tracée en tirets et en traits mixtes.

A partir de la valeur $A = 1{,}85.10^{-29}\ \mathrm{deg}^{-3}.\mathrm{cm}^{-1}$ la courbe de variation de z en fonction du temps pendant le passage d'une source émettrice derrière la couronne solaire peut être calculée.

Nous avions appliqué ce calcul à l'éclipse de *Tau* A par la couronne solaire à 21 cm (1 420 MHz) telle qu'elle a été mesurée par Sadeh et coll. ([3]). En même temps notre attention était attirée sur un autre travail, assez ancien, de Shapiro et coll. ([4]) concernant l'éclipse par la couronne solaire à 18 cm (1 612 MHz) de la radiosource (OH) W 28 S.

Nous avons appliqué notre relation à cette éclipse avec la constante

$$A = 1{,}85.10^{-29}\,\mathrm{deg}^{-3}.\mathrm{cm}^{-1}$$

en admettant un certain arbitraire du « zéro », compte tenu des imprécisions du travail de Shapiro.

La figure ci-dessus reproduit le résultat obtenu.

A notre avis, sans confirmer (pas plus que l'éclipse de *Tau* A) la validité de notre théorie (représentée par la courbe en trait plein), il est impossible de considérer que ces mesures la contredisent, ce qui était au contraire implicite dans la conclusion de Shapiro qui considérait son résultat comme contradictoire avec celui de Sadeh. L'ordre de grandeur de l'effet étudié est voisin de celui prévu par notre théorie, comme dans le cas des observations de Sadeh (ces dernières donnant un effet sensiblement plus grand que notre prédiction, celles de Shapiro un effet peut-être plus petit). On comprend, au seul aspect des courbes, qu'il soit impossible d'être plus affirmatif. Il est clair que des observations beaucoup plus précises, à 1 612 MHz comme à 1 420 MHz, sont absolument nécessaires.

(*) Séance du 16 décembre 1974.

([1]) S. Depaquit, J.-P. Vigier et J.-C. Pecker, *Comptes rendus*, 279, série B, 1974, p. 559.
([2]) P. Mérat, J.-C. Pecker et J.-P. Vigier, *Astron. Astrophys.*, 30, 1974, p. 167.
([3]) D. Sadeh et coll., *Science*, 159, 1968, p. 307, et 161, 1968, p. 567.
([4]) I. J. Shapiro et coll., *Science*, 167, 1970, p. 1755.

S. D. et J.-C. P. :
I. A. P.,
98 *bis*, *boulevard Arago*,
75014 *Paris;*
J.-P. V. :
I. H. P.,
11, *rue Pierre-Curie*,
75005 *Paris.*

ASTROPHYSIQUE. — *Changement observé dans le spectre de l'étoile symbiotique* CI Cygni. Note (*) de M. **Romain Gravina**, présentée par M. Charles Fehrenbach.

L'étoile symbiotique *CI Cygni* a brusquement augmenté d'éclat le 6 juin 1971 et en décembre 1971 nous observons un spectre de type *P Cygni*.

Cette étoile fut signalée pour la première fois par M. Cannon ([1]) comme objet particulier de magnitude 12 avec la raie λ 4 686 Å de He II en émission.

Plusieurs observateurs dont Greenstein ([2]) l'ont observée durant de longues années. Les maximums principaux n'ont pas dépassé la magnitude photographique 10,2. Cependant en juin 1971 W.R. Lowder ([3]) signale une recrudescence d'éclat de l'astre qui atteint la magnitude visuelle 9,6.

Les spectres ont été obtenus à l'Observatoire de Haute-Provence :

— en juin 1971 un spectre a été pris au spectrographe C à un prisme de flint monté au foyer Newton du télescope de 120 cm (dispersion de 73 à 130 Å/mm entre 4 340 et 5 000 Å);

— en décembre 1971 deux spectres ont été pris au spectrographe à réseau monté au foyer coudé du télescope de 152 cm (dispersion 20 Å/mm).

Avant juin 1971 l'étoile présente les caractéristiques d'étoile symbiotique. Sur le spectrogramme du 16 juin 1971 les raies brillantes de haute excitation telles que [Ne III] et [Fe VII] sont absentes ainsi que les bandes en absorption de TiO du système ($X^3\Delta \rightleftarrows C^3\Delta$).

Sur les deux spectrogrammes de décembre 1971 les raies de H I, He I et Fe II présentent un profil *P Cygni*.

En émission il ne reste plus que les raies de Fe II, Si II, Mg II, [O III], λ 4 363 Å est faible. En absorption les raies présentes sont celles Mg I, Si II, Ca I, ainsi que les raies interstellaires H et K de Ca II.

Les deux planches représentent les spectres les plus caractéristiques de 1965 à 1971.

La présence d'un spectre *P Cygni* serait due à une éjection de matière de l'étoile. Cette matière proviendrait d'une enveloppe de gaz et de poussière en mouvement se déplaçant avec une vitesse relativement faible (vitesse radiale moyenne 20 km/s).

Mc Laughlin avait déjà signalé que les étoiles symbiotiques présentent ce phénomène après un maximum d'éclat.

Les présentes observations de *CI Cygni* obtenues les 4 et 6 décembre 1971 ne contredisent pas la possibilité que cette étoile symbiotique est une étoile simple à un certain stade de son évolution comme le suggérait P. Swings ([4]).

Explication de la planche

Évolution du spectre de *CI Cygni* de 1965 à 1971.

(*) Séance du 25 novembre 1974.

(1) M. Cannon, *Harvard Obs. Bull.*, n° 778, 1922.
(2) Greenstein, NK 1937, *Harvard Obs. Bull.*, n° 906, 1937.
(3) W. R. Lowder, *Circ. I. A. U.*, n° 2335, 1971.
(4) P. Swings, *Novae, novoïdes et supernovae*, Colloque international C. N. R. S., n° 121, 1965, p. 156.

Observatoire de Lyon,
69230 *Saint-Genis-Laval.*

3970
4102
4340
4388
4471
4686
4861
4921
5876
6086
6563
6678
Hε
N III
H δ
Hγ
(O III)
HeI
FeII
HeI
N III
HeII
HeI
Hβ
HeI
(O III)
HeI
TiO
TiO
(FeVII)
HeI
(FeVII)
TiO
Hα
HeI
2_10_65
17_9_70
16_6_71
3835
3889
3970
4102
4340
4686
4861
4921
H9
H8
Hε
NIII
H δ
Hγ
(O III)
HeI
HeII
HeI
Hβ
HeI
20_6_65
11_9_70
3665
3691
3712
3722
3734
3750
3771
3798
3835
3889
3933
3970
4009
4102
H27
H18
H15
H14
H13
H12
H11
H10
H9
H8
CaII
CaII
Hε
HeI
Hδ
4102
4121
4144
4173
4179
4233
4273
4303
4340
4352
4471
4491
4508
4522
4549
HeI
HeI
FeII
FeII
FeII
FeII
Hγ
FeII
HeI
FeII
FeII
FeII
4_12_71
4584
4630
4712
4731
4861
4921
5016
FeII
FeII
HeI
FeII
Hβ
HeI
HeI

COMPTES RENDUS HEBDOMADAIRES DES SÉANCES DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES

CONTENTS

VOLUME 280 — SECTION B

No. 6 — SESSION OF FEBRUARY 10th 1975

Fluid Mechanics

Velocity-Temperature Correlations for an Isotropic Turbulence Suddenly Subjected to a Field of Constant Shear Stress and of Uniform Temperature Gradient, by Jean-Noël Gence, Denis Jeandel and Jean Mathieu..... 117

An isotropic turbulence is suddenly subjected to a field of constant shear stress $s = \partial\bar{U}/\partial x_3$ and of uniform temperature gradient $\gamma = d\Theta/\partial x_3$.
During short times, the evolution of the different velocity-temperature correlations is computed. The triple correlations and the buoyancy are neglected.

Acoustics

Combination Tones : a Physical Reality or Subjective Effect ?, by René Lucas..... 121

Since the research of Helmholtz and Rayleigh it has been admitted that combination tones are subjective. This conclusion seemed necessary in order to respect the principle of superposition of the waves.
The writer shows that the interaction of two acoustical waves does not obey this principle because the propagation of the waves is not isothermal.
Thence it follows that the creation of combination-tones, difference-tone and summation tone, has a physical reality.
The subjective character of combination-tones constitutes an hypothesis which is not at all necessary.

Molecular Physics

Infrared Spectrometry Evidence of Molecular Aggregate Formation during the Slow Cooling of a Dilute Acetone-d_6 — Solution in Methylcyclopentane, by Jacques Corset and Françoise Froment..... 125

When the temperature of a dilute acetone-d_6 solution in methylcyclopentane is slowly decreased below the freezing point of pure acetone, molecular aggregates are formed. The infrared spectra show an equilibrium between two types of molecules: free molecules isolated by the solvent and acetone molecules interacting inside aggregates.

Molecular Spectroscopy

Comparison of Crystalline Paranitroaniline and Deuterated Paranitroaniline Raman Spectra showing Evidence of a Fermi Resonance, by Monique Harrand..... 129

The frequency of the strongest Raman band of each of the two spectra decreases from 1,284.4 to 1,276.8 cm^{-1} when the temperature decreases from 300 to 30 K; this is contrary to the generally observed behaviour. The band for the deuterated compound is sharp whereas the paranitroaniline band is very broad and complex. With temperature change one observes a symmetric shift of the two components with modification of their relative intensities which indicates a Fermi resonance. This resonance can be explained by assuming that the molecule is not planar. The combination which enters in resonance with the fundamental has one component related to a NH_2 vibration.
On the other hand the $\nu^s_{NO_2}$ Raman line is unusually weak.

Solid-State Physics

Influence of Non-Uniform Thickness of the Oxide Interfacial Layer on the Barrier Height of a Metal-Silicon Contact, by Claude Barret, Pierre Le Bars and André Vapaille..... 133

It is shown that non uniform thickness of the oxide interfacial layer of a Schottky barrier diode can explain the temperature dependence of the barrier height deduced from saturation current.

Luminescence

U. V. Irradiation Study of a Lamellar Compound : Cadmium Iodide, by Alvaro Roman, Amaury T'Kint de Roodenbecke, Francis Abba and Edmond-Antoine Decamps..... 137

The systematic investigation of cadmium iodide photosensibility by mean of *U. V.* irradiation gives us some information on the « darkness » phenomenon.
The influence of particle size on thermoluminescence is confirmed.

Geophysics

Magneto-Telluric Sounding on the Granitic Batholite of Mortagne-sur-Sèvre in Vendée, by Hugo Fournier, Yves Benderitter and José Febrer..... 141

A magnetotelluric sounding was made in 1973 on the granitic region of Mortagne-sur-Sèvre in the Vendée (France), in the spectral range 0.00059 s — 500 s. The interpretation of the sounding is : 1. an upper layer of 15 km of thickness with high resistivity, reaching 4,000 Ωm and practically independent of the direction of the telluric lines; 2. a lower layer which shows a very low resistivity (as low as 4 Ωm) in the direction of the local tectonic.

COMPTES RENDUS HEBDOMADAIRES DES SÉANCES DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES

TABLE DES ARTICLES

TOME 280 — N° 6 — SÉRIE B — SCIENCES PHYSIQUES

Séance du **10** février **1975**

PARTIE SCIENTIFIQUE

Mécanique des fluides

Corrélations vitesse-température pour une turbulence isotrope soumise à un cisaillement et un gradient thermique moyens constants, par MM. *Jean-Noël Gence*, *Denis Jeandel* et *Jean Mathieu*..... 117

Acoustique

Les sons résultants : réalité physique ou effet subjectif? par M. *René Lucas*..... 121

Physique moléculaire

Formation d'agrégats moléculaires au cours du refroidissement d'une solution diluée d'acétone-d_6 dans le méthylcyclopentane. Mise en évidence par spectrométrie infrarouge, par M. *Jacques Corset* et M^me^ *Françoise Froment*..... 125

Spectroscopie moléculaire

Comparaison des spectres Raman de la paranitroaniline et de la paranitroaniline deutériée cristallisées. Mise en évidence d'une résonance de Fermi, par M^lle^ *Monique Harrand*..... 129

Physique des solides

Influence de l'inhomogénéité d'épaisseur de la couche d'oxyde interfaciale sur la hauteur de barrière d'une jonction métal-silicium, par MM. *Claude Barret*, *Pierre Le Bars* et *André Vapaille*..... 133

Luminescence

Étude sous irradiation ultraviolette d'un composé lamellaire CdI_2, par MM. *Alvaro Roman*, *Amaury T'Kint de Roodenbecke*, *Francis Abba* et *Edmond-Antoine Decamps*..... 137

Géophysique

Sondage magnéto-tellurique sur le massif granitique de Mortagne-sur-Sèvre, par MM. *Hugo Fournier*, *Yves Benderitter* et *José Febrer*..... 141

COMPTES RENDUS HEBDOMADAIRES DES SÉANCES DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES

TABLE DES ARTICLES

TOME 280 — N° 6 — SÉRIE B — SCIENCES PHYSIQUES

Séance du **10** février **1975**

AUTEURS

ABBA (Francis). — Voir *Roman* (*Alvaro*) et *divers*.. 137

BARRET (Claude), Pierre LE BARS et André VAPAILLE. — Influence de l'inhomogénéité d'épaisseur de la couche d'oxyde interfaciale sur la hauteur de barrière d'une jonction métal-silicium..... 133

BENDERITTER (Yves). — Voir *Fournier* (*Hugo*) et *divers*..... 141

CORSET (Jacques) et M^me^ Françoise FROMENT. — Formation d'agrégats moléculaires au cours du refroidissement d'une solution diluée d'acétone-d_6 dans le méthylcyclopentane. Mise en évidence par spectrométrie infrarouge..... 125

DECAMPS (Edmond-Antoine). — Voir *Roman* (*Alvaro*) et *divers*..... 137

FEBRER (José). — Voir *Fournier* (*Hugo*) et *divers*.. 141

FOURNIER (Hugo), Yves BENDERITTER et José FEBRER. — Sondage magnéto-tellurique sur le massif granitique de Mortagne-sur-Sèvre..... 141

FROMENT (M^me^ Françoise). — Voir *Corset* (*Jacques*). 125

GENCE (Jean-Noël), Denis JEANDEL et Jean MATHIEU. — Corrélations vitesse-température pour une turbulence isotrope soumise à un cisaillement et un gradient thermique moyens constants..... 117

HARRAND (M^lle^ Monique). — Comparaison des spectres Raman de la paranitroaniline et de la paranitroaniline deutériée cristallisées. Mise en évidence d'une résonance de Fermi..... 129

JEANDEL (Denis). — Voir *Gence* (*Jean-Noël*) et *divers*..... 117

LE BARS (Pierre). — Voir *Barret* (*Claude*) et *divers*.. 133

LUCAS (René). — Les sons résultants : réalité physique ou effet subjectif?..... 121

MATHIEU (Jean). — Voir *Gence* (*Jean-Noël*) et *divers*..... 117

ROMAN (Alvaro), Amaury T'KINT DE ROODENBECKE, Francis ABBA et Edmond-Antoine DECAMPS. — Étude sous irradiation ultraviolette d'un composé lamellaire CdI_2..... 137

T'KINT DE ROODENBECKE (Amaury). — Voir *Roman* (*Alvaro*) et *divers*..... 137

VAPAILLE (André) — Voir *Barret* (*Claude*) et *divers*.. 133

NOTES DES MEMBRES ET CORRESPONDANTS ET NOTES PRÉSENTÉES OU TRANSMISES PAR LEURS SOINS

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Corrélations vitesse-température pour une turbulence isotrope soumise à un cisaillement et un gradient thermique moyens constants.* Note (*) de MM. **Jean-Noël Gence**, **Denis Jeandel** et **Jean Mathieu**, présentée par M. Edmond-A. Brun.

Une turbulence cinématique et thermique isotrope est brusquement plongée dans un champ de cisaillement constant $s = \partial\overline{U}_2/\partial x_3$ associé à un gradient thermique moyen $\gamma = \partial\overline{\Theta}/\partial x_3$ uniforme. Pour des temps courts, l'évolution des différentes corrélations température-vitesse est examinée en négligeant les corrélations triples ainsi que l'action de la poussée d'Archimède.

Si l'on néglige l'action de la poussée d'Archimède et les corrélations triples, un point de vue spectral conduit, pour les corrélations doubles de vitesse en deux points, à l'équation déduite de celle de Craya ([1]) qui s'écrit, dans le cas d'un cisaillement constant $s = \partial\overline{U}_2/\partial x_3$.

$$(1) \qquad \frac{\partial\Phi_{ij}}{\partial t} + 2\nu k^2 \Phi_{ij} = s\left(\frac{\partial}{\partial k_3}(k_2\Phi_{ij}) + \delta_{i2}\Phi_{3j} + \delta_{j2}\Phi_{i3} - 2\Delta_{i2}\Phi_{3j} - 2\Delta_{j2}\Phi_{i3}\right)$$

dans laquelle $\Phi_{ij}(\vec{k}, t)$ est le tenseur spectral associé aux corrélations doubles de vitesse en deux points $\overline{u_i u_j}(\vec{r}, t)$ et est classiquement noté Δ_{ij} en turbulence isotrope.

Les mêmes hypothèses conduisent, pour le phénomène thermique, à une équation analogue (2) qui, dans le cas du cisaillement s et d'un gradient thermique constant $\gamma = \partial\overline{\Theta}/\partial x_3$ fournit l'évolution de $\varphi_i(\vec{k}, t)$, vecteur spectral associé à la corrélation $\overline{u_i\theta}(\vec{r}, t)$:

$$(2) \qquad \frac{\partial\varphi_i}{\partial t} + \nu\left(1 + \frac{1}{\mathscr{P}}\right)k^2\varphi_i = s\left(\frac{\partial}{\partial k_3}(k_2\varphi_i) + \delta_{i2}\varphi_3 - 2\Delta_{i2}\varphi_3 - \gamma\Phi_{i3}\right),$$

où $\mathscr{P}$ est le nombre de Prandtl.

Enfin, le spectre $\eta(\vec{k}, t)$ associé aux corrélations doubles de température en deux points $\overline{\theta\theta'}(\vec{r}, t)$ est gouverné par

$$(3) \qquad \frac{\partial\eta}{\partial t} + 2\frac{\nu}{\mathscr{P}}k^2\eta = s\frac{\partial}{\partial k_3}(k_2\eta) - \gamma(\varphi_3 + \varphi_3^*).$$

La turbulence initiale étant supposée isotrope, l'équation (1) a été intégrée par P. Courseau ([3]) et les solutions obtenues étudiées dans l'espace physique par M. Loiseau ([4]). $\Phi_{ij}(\vec{k}, t)$ étant alors connu, il est possible d'intégrer les équations (2) et (3) qui fournissent

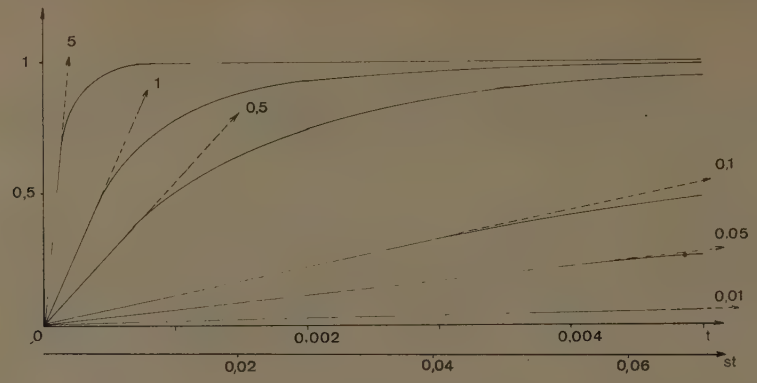


Fig. 1. — Évolution de $R_{u_2\theta}$ pour différents γ/s aux temps faibles.

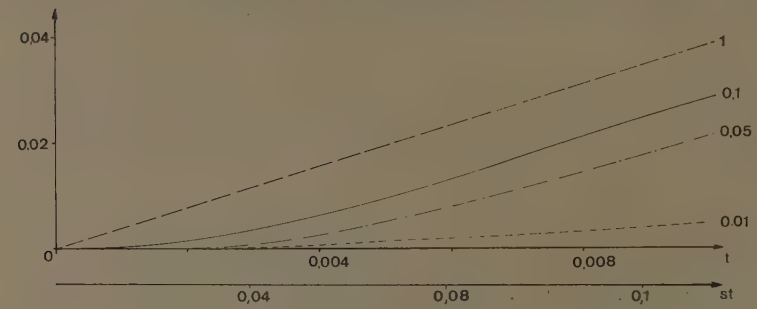


Fig. 2. — Évolution de $R_{u_2\theta}$ pour différents γ/s aux temps faibles.

les solutions suivantes :

$$(4)\qquad \begin{cases} \varphi_1(\vec{k}, t) = \dfrac{\gamma}{s}\dfrac{E(U)}{4\pi} e^{-\mathscr{F}} G\left(\dfrac{k_1 k_3}{k^2} - k_1 k_2 G\right), \\ \varphi_2(\vec{k}, t) = \dfrac{\gamma}{s}\dfrac{E(U)}{4\pi} e^{-\mathscr{F}} G\left(\dfrac{k_2 k_3}{k^2} + k_1^2 G\right), \\ \varphi_3(\vec{k}, t) = \dfrac{\gamma}{s}\dfrac{E(U)}{4\pi} e^{-\mathscr{F}} G\dfrac{k_1^2 + k_2^2}{k^2}, \\ \eta(\vec{k}, t) = \dfrac{\zeta(U)}{4\pi U^2} e^{-\mathscr{F}} + \dfrac{\gamma^2}{s^2}(k_1^2 + k_2^2)\dfrac{E(U)}{4\pi} e^{-\mathscr{F}} G^2, \end{cases}$$

où $\zeta(K)$ est le spectre tridimensionnel de la turbulence thermique initiale, les notations U, $\mathscr{F}$, G ayant été définies par P. Courseau et M. Loiseau ([5]).

Le calcul numérique des intégrales du type :

$$\overline{u_i\theta}(t) = \int_{\mathbf{R}^3} \varphi_i(\vec{k}, t)\, \overrightarrow{dk}$$

à partir de spectres initiaux de turbulence de grille chauffée, tirés de mesure de Van Atta et Yeh ([8]), conduit aux diverses solutions dans l'espace physique, l'indice i valant 2 et 3 puisque $\overline{u_1\,\theta}$ est identiquement nulle, l'axe 1 étant une direction d'homogénéité.

Les solutions spectrales mettent en évidence le rôle essentiel joué par les groupements st et γ/s; les courbes des figures 1 et 2 montrent en effet, que plus le rapport γ/s est important, plus le phénomène de restructuration est rapide et élevé. Plus précisément, il est à noter que, dans le cas où existe une fluctuation thermique initiale (caractérisée par $\overline{\theta_0^2} \neq 0$) associée à la fluctuation cinématique isotrope u_0^2, les différents coefficients de corrélation se comportent selon

$$R_{\overline{u_2\theta}} = \frac{\gamma}{s}\sqrt{\frac{\overline{u_0^2}}{\overline{\theta_0^2}}}\,\frac{(st)^2}{2} + O(s^3 t^3)$$

$$R_{\overline{u_3\theta}} = \frac{\gamma}{s}\sqrt{\frac{\overline{u_0^2}}{\overline{\theta_0^2}}}\,(st) + O(s^2 t^2)$$

pour st voisin de zéro.

Ceci met clairement en relief le nombre sans dimension $(\gamma/s)\,(\sqrt{\overline{u_0^2}/\overline{\theta_0^2}})$ qui caractérise la possibilité d'effacement des conditions initiales.

Dans le cas, par contre, où θ_0^2 est nul, on constate que

$$R_{\overline{u_2\theta}} = \frac{st}{2} + O(s^2 t^2) \qquad \text{et} \qquad R_{\overline{u_3\theta}} \approx 1.$$

Alors, le niveau de corrélation de $R_{\overline{u_3\theta}}$, égal à 1, montre que les fluctuations thermiques ne peuvent naître que des fluctuations de vitesse u_3 autour du gradient thermique moyen. On conçoit ainsi que, plus le rapport $\overline{u_0^2}/\overline{\theta_0^2}$ sera grand, plus on se rapprochera de ce phénomène.

Ces résultats suggèrent une interprétation des coefficients de corrélation obtenus par Schon ([6]), en bord de couche limite chauffée, à partir du mécanisme de restructuration proposé par J. Mathieu ([7]).

(*) Séance du 7 octobre 1974.

([1]) A. Craya, *Contribution à l'analyse de la turbulence associée à des vitesses moyennes* (P. S. T., n° 345, 1958).

([2]) J. Mathieu, J. N. Gence, J. P. Schon et D. Jeandel, *Comptes rendus*, 278, série A, 1974, p. 521.

([3]) P. Courseau, *Évolution dans le temps et dans l'espace d'une turbulence homogène initialement isotrope associée à un champ de vitesse moyenne à gradients constants* [Rapport C. N. R. S., n° 2, 1969, (non publié)].

([4]) M. Loiseau, *Évolution d'une turbulence homogène soumise à un cisaillement* (*Thèse*, Université de Lyon, 1973).

([5]) P. Courseau et M. Loiseau, *Comptes rendus*, 275, série A, 1972, p. 1199.

([6]) J. P. Schon, *Contribution à l'étude des couches limites stratifiées en température.* (*Thèse de doctorat ès sciences*, Université de Lyon, 1974).

([7]) J. Mathieu, *Remarks on turbulent flows with free stream boundaries*, (*I. V. K.*, Lectures séries, 36, 1971).

([8]) Van Atta et Yeh, *J. F. M.*, 58, part. 2, 1973, p. 233-261.

École Centrale de Lyon,
Laboratoire de Mécanique des Fluides,
Équipe de Recherche associée au C. N. R. S.,
36, *route de Dardilly,*
69130 *Écully.*

ACOUSTIQUE. — *Les sons résultants : réalité physique ou effet subjectif ?* Note (*) de M. **René Lucas**, Membre de l'Académie des Sciences.

Depuis les recherches d'Helmholtz et de Rayleigh, il a été admis que les sons résultants sont subjectifs. Cette conclusion semblait nécessaire afin de respecter le principe de superposition des ondes.

L'auteur montre que l'interaction de deux ondes acoustiques n'obéit pas à ce principe parce que la propagation des ondes n'est pas isotherme. Il s'en suit la création de sons résultants, différentiel et additionnel, possédant une réalité physique.

Le caractère subjectif des sons résultants ne constitue pas une hypothèse nécessaire.

Lorsque deux sources sonores S_1 et S_2, suffisamment intenses émettent des sons harmoniques de fréquences ν_1 et ν_2, les observateurs perçoivent, outre les sons de fréquences ν_1 et ν_2, des sons de fréquences $\nu_2-\nu_1$ et $\nu_2+\nu_1$. Ces sons dits résultants ont été observés dès le XVIII^e siècle et étudiés tout particulièrement par Helmholtz, puis par Lord Rayleigh et beaucoup d'autres physiciens.

On désigne ces sons sous des noms divers : sons différentiel $(\nu_2-\nu_1)$ ou additionnel $(\nu_1+\nu_2)$, sons de combinaison et assez fréquemment : sons subjectifs.

Cette dernière désignation provient de la théorie proposée par Helmholtz suivant laquelle ces sons résultants seraient la conséquence d'un écart à une loi de proportionnalité rigoureuse entre les déplacements du tympan et les pressions acoustiques exercées par les sources S_1 et S_2.

Relatant les recherches d'Helmholtz et ses propres observations, Lord Rayleigh pose clairement la question de savoir si la loi de superposition des actions acoustiques est légitime et conclut qu'il est « hautement improbable qu'elle ne le soit pas » en raison de la petitesse des variations relatives des volumes de l'air (ordre de quelques 10^{-9}) lors du passage des ondes de faible intensité.

C'est en quelque sorte sous la double autorité de ces illustres physiciens que l'hypothèse d'Helmholtz fut acceptée.

Lorsqu'on constata par la suite que des observateurs dépourvus de tympan peuvent percevoir les sons résultants, on attribua au fonctionnement de l'oreille interne (fibres de Corti) la responsabilité de la non-proportionnalité des stimulations électriques du nerf auditif aux pressions acoustiques transmises. Cette explication est parfois désignée sous le nom de théorie du téléphone.

1. Interaction des ondes. — Soient des ondes acoustiques planes se propageant en provenance de S_1 suivant Ox et désignons par p_1 l'amplitude de la pression acoustique, $\omega_1 = 2\pi\nu_1$ la pulsation et V_0 la vitesse du son,

$$p_1 \sin \omega_1 \left(t - \frac{x}{V_0} \right)$$

représente la pression acoustique dans le milieu non perturbé.

Faisons agir des ondes planes de pulsation $\omega_2 = 2\pi\nu_2$ et d'amplitude p_2. Ces ondes n° 2 se dirigent suivant une direction faisant un certain angle avec Ox.

Elles modifient, sur la totalité du trajet Ox, la pression au repos p_0 de l'air. La pression du milieu devient :

$$p_0 + p_2 \cos \omega_2 \left(t - \frac{\alpha x}{V} \right),$$

α, cosinus de l'angle formé avec Ox par la direction de propagation des ondes O_2.

Or il est facile de montrer que cette action perturbatrice des ondes n° 2 va entraîner une altération de la vitesse V de propagation des ondes n° 1. Sous l'action du terme de pression acoustique p_2 il y a une variation de la température du milieu. On montre que V, vitesse des ondes se propageant suivant Ox devient :

$$V_0 \left[1 + \frac{\gamma - 1}{2\gamma} \frac{p_2}{p_0} \cos \omega_2 \left(t - \frac{\alpha x}{V} \right) \right].$$

La phase de l'onde n° 1 perturbée par l'onde n° 2 se trouve modifiée et, le long du trajet Ox et de son voisinage, l'ébranlement provoqué par la source S_1 s'écrira :

$$p_1 \sin \omega_1 \left[t - \int_0^{l_1} \frac{dx}{V_0 (1 + \varepsilon \cos \omega_2 (t - (\alpha x / V))} \right],$$

en posant

$$\varepsilon = \frac{\gamma - 1}{2\gamma} \frac{p_2}{p_0}.$$

L'onde O_1 en l'absence des ondes O_2 s'exprimera par l'expression de sa pression :

$$p_1 \sin \omega_1 \left(t - \frac{l_1}{V_0} \right),$$

en un point d'abscisse $x = l_1$, soit

$$p_1 \sin (\omega_1 t - \varphi_0),$$

avec

$$\varphi_0 = \frac{\omega_1 l_1}{V_0}.$$

Sous l'action de l'onde O_2, la vitesse V_0 est modifiée et la phase de l'onde O_1 devient :

$$\omega_1 t - \varphi_0 - \delta\varphi,$$

avec

$$\delta\varphi = \omega_1 \left[\int_0^{l_1} \frac{dx}{} - \frac{l_1}{V_0} \right].$$

En remplaçant V par sa valeur, l'expression de $\delta\varphi$ peut s'exprimer avec une approximation convenable. En ne retenant que les termes du premier degré en ε on déduit :

$$\delta\varphi = \frac{\omega_1}{V_0} \int_0^{l_1} \varepsilon \cos \omega_2 \left(t - \frac{\alpha x}{V} \right) dx,$$

$$\delta\varphi = \frac{\omega_1 l_1}{V_0} \varepsilon \frac{2 V_0}{l_1 \omega_2 \alpha} \sin \frac{\omega_2 l_1 \alpha}{2 V_0},$$

$\delta\varphi$ a sa valeur maximale $\omega_1 l_1 \varepsilon/V_0$ lorsque α est assez petit, ce qui signifie que l'onde O_2 se dirige quasi normalement à la direction de propagation de l'onde O_1.

On voit apparaître une modulation de la phase des ondes n° 1. Au bout d'un trajet l_1 de ces ondes, l'expression de la pression acoustique est devenue, en posant

$$\delta\varphi = \frac{\omega_1 l_1}{V_0} \frac{\gamma-1}{2\gamma} \frac{p_2}{p_0} \cos\omega_2 t$$

et en négligeant les termes en $(\delta\varphi)^2$ devant l'unité :

$$p_1 \sin(\omega_1 t - \varphi_0 - \delta\varphi),$$

au lieu de

$$p_1 \sin(\omega_1 t - \varphi_0),$$

en l'absence de l'onde perturbatrice.

On constate que $\delta\varphi$ est assez petit (ordre de grandeur $< 10^{-3}$) pour que l'on puisse confondre $\sin\varphi$ et $\delta\varphi$ ainsi que $\cos\varphi$ et l'unité.

Dans ces conditions l'onde n° 1, au bout du trajet l_1 peut s'exprimer par la somme de deux termes : un premier terme de pulsation ω_1 non perturbée et un second terme :

$$\frac{p_1 p_2}{p_0} \frac{\omega_1 l_1}{V_0} \frac{\gamma-1}{2\gamma} \sin\omega_1 t . \sin\omega_2 t,$$

qui correspond à l'apparition de deux sons de pulsations $\omega_1 - \omega_2$ et $\omega_1 + \omega_2$, représentant les sons différentiel et additionnel.

Quand les sources S_1 et S_2 sont situées dans une salle réverbérante, il y a une diffusion des ondes 1 et 2 en sorte qu'à toute direction Ox on peut associer les 2/3 des ondes n° 2 et, en définitive, le phénomène d'interaction des ondes portera sur la majeure partie des ondes des deux sortes.

Ordres de grandeur. — Soit $p_1 = p_2 = 4$ baryes.

Cette valeur correspond pour chacun des deux sons à un niveau de 86 dB.

Prenons pour $\delta\varphi$ la valeur 4.10^{-4}.

L'intensité de chacun des deux sons résultants a pour valeur de niveau 12 dB au bout d'un trajet $l_1 = 36$ m et pour une fréquence $\nu_1 = 10^3$. Ces valeurs numériques montrent que, dans le cas d'une salle réverbérante où les ondes issues des sources S_1 et S_2 parcourent plusieurs centaines de mètres avant de s'éteindre, il devient tout à fait vraisemblable qu'un observateur puisse percevoir les sons résultants.

2. Sons résultants émis directement par les sources S_1 et S_2. — Dans son ouvrage, *Theory of Sound*, Lord Rayleigh émet l'hypothèse que des sons résultants pourraient peut-être provenir des sources S_1 et S_2 par action mutuelle. Cette hypothèse qui était envisagée dans le cas de tuyaux sonores voisins ne faisait du reste pas l'objet d'une étude expérimentale ou d'une analyse théorique.

Dans un cas assez simple on peut préciser l'analyse d'un tel mécanisme.

Soit une surface plane et rigide, placée dans l'air, et animée d'un mouvement harmonique suivant une direction normale à son plan. Elle provoquera une surpression δp au voisinage immédiat de la surface, de valeur

$$\delta p = \rho V u,$$

où u désigne la vitesse prise par la surface. Si $u = u_1 \sin \omega_1 t$, il y a création d'une onde plane de même pulsation.

Perturbons le milieu gazeux par un ébranlement harmonique tel que (au voisinage immédiat de la surface mobile) :

$$\delta p_2 = p_2 \sin \omega_2 t.$$

Cette onde va altérer la quantité ρV dont la valeur passe de $\rho_0 V_0$ à l'état de repos, à la valeur

$$\rho V = \rho_0 V_0 \left(1 + \frac{\gamma+1}{2\gamma} \frac{p_2}{p_0} \sin \omega_2 t \right)$$

et dans ces conditions la surface mobile provoquera une onde acoustique dont la pression sera

$$\delta p = \rho_0 V_0 \left(1 + \frac{\gamma+1}{2\gamma} \frac{p_2}{p_0} \sin \omega_2 t \right) u_1 \sin \omega_1 t.$$

On voit apparaître de suite le produit $\sin \omega_1 t . \sin \omega_2 t$ qui correspond à la production, avec égalité d'amplitudes, des deux sons de pulsations $\omega_2 - \omega_1$ et $\omega_2 + \omega_1$.

Quelle est l'importance relative de ces sons émis ainsi par rapport à ceux créés par interaction des ondes entre elles, lors de leur propagation ?

Il est facile de voir que, si les sources S_1 et S_2 ne sont pas très proches, le rôle du chemin acoustique l_1 dans le premier cas étudié sera prépondérant.

Conclusion. — Sans exclure de manière formelle l'hypothèse de sons résultants se formant dans l'oreille (sons subjectifs) ou hypothèse de Helmholtz, on peut assurer que celle-ci ne revêt nullement un caractère de nécessité et que la formation de sons résultants trouve son explication dans les lois de l'Acoustique.

(*) Séance du 13 janvier 1975.

(1) Helmholtz, *Physiologische Abhandlungen*, Iena, 1876.
(2) J. W. S. Rayleigh, *Theory of Sound*, II, chapitre XXIII, 1945.
(3) J. Mercier, *Acoustique*, II, chap. XXVII, Presses universitaires de France, Paris, 1962.

École Supérieure
de Physique et de Chimie,
10, *rue Vauquelin*,
75231 *Paris Cedex* 05.

PHYSIQUE MOLÉCULAIRE. — *Formation d'agrégats moléculaires au cours du refroidissement d'une solution diluée d'acétone-d_6 dans le méthylcyclopentane. Mise en évidence par spectrométrie infrarouge.* Note (*) de M. **Jacques Corset** et M^me^ **Françoise Froment**, présentée par M. Jean Lecomte.

Lors du refroidissement lent d'une solution diluée d'acétone dans le méthylcyclopentane, il y a apparition d'agrégats à une température inférieure à la température de cristallisation de l'acétone pur. Les spectres montrent en effet l'existence de deux types de molécules en équilibre : des molécules isolées dans le solvant et des molécules en interaction avec d'autres molécules d'acétone dans les agrégats.

Le spectre infrarouge d'une solution diluée d'acétone-d_6 dans le méthylcyclopentane prouve, qu'à basse température, il existe d'une part des molécules d'acétones isolées entourées de solvant et d'autre part des agrégats dus à des interactions spécifiques entre molécules de soluté.

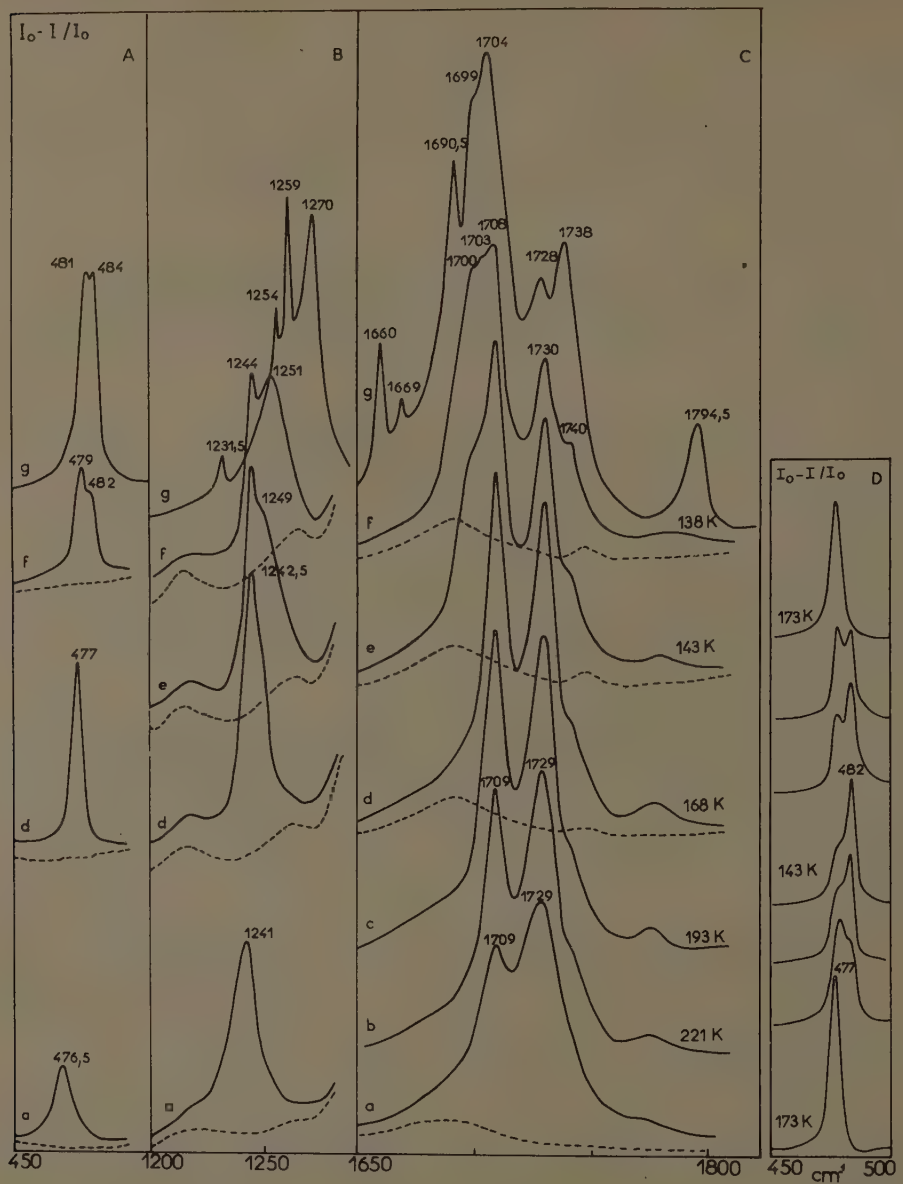
Les spectres du solvant pur, le méthylcyclopentane et celui de la solution 0,1 M d'acétone-d_6 ont été examinés dans une cellule à température variable, construite au laboratoire et équipée de faces en bromure de césium. Les températures se mesurent au moyen d'un thermocouple introduit à l'intérieur d'une des faces de la cuve. Le spectre de l'acétone-d_6 cristallisé s'obtient par projection lente de vapeur d'acétone sur une face maintenue à la température de l'azote liquide.

Les spectres de l'acétone-d_6 gazeux, liquide ou dissous ont fait l'objet de plusieurs études [(1), (2)]; le spectre Raman de l'acétone cristallisé a été publié récemment (3). Il est aisé à partir de ces études d'interpréter les spectres de la figure en terme de vibrations de groupe sans pour cela, faute de structure cristalline connue, chercher à rendre compte de façon précise des multiplets dus probablement à des effets de cristaux; la vibration $\delta_{(C=O)}$ vers 480 cm^{-1} par exemple éclate en deux composantes dans le spectre infrarouge du cristal.

Nous avons examiné, pour chaque température, trois régions caractéristiques : entre 450 et 500 cm^{-1}, la région des vibrations $\delta_{(C=O)}$ (A); entre 1 200 et 1 290 cm^{-1} la région des vibrations $\nu_{a(CCC)}$ (B); entre 1 650 et 1 700 cm^{-1} la région des vibrations $\nu_{(C=O)}$ (C). Ces spectres sont présentés sur la figure (courbes *a* à *f*) et peuvent être comparés à celui de l'acétone-d_6 cristallisé à la température de l'azote liquide (courbe *g*).

On retrouve à température ambiante (courbe *a*), pour chacune des vibrations $\nu_{a(CCC)}$ et $\delta_{(C=O)}$, une seule absorption due aux molécules d'acétone isolées dans la solution (1). Dans la région 1 650-1 800 cm^{-1}, on observe deux absorptions intenses et une troisième plus faible vers 1 775 cm^{-1}; elles sont attribuées au niveau $\nu_{(C=O)}$ en résonance avec plusieurs niveaux harmoniques ou de combinaison 2 $r(CD_3)$ (4) et $\nu_{a(CCC)}+\delta_{(C=O)}$ [(2), (5)].

Lorsqu'on abaisse progressivement la température jusqu'à 170 K (courbes *a* à *d*), le spectre des molécules d'acétone isolées persiste peu perturbé. On n'observe qu'une très légère élévation de fréquence des niveaux $\nu_{a(CCC)}$ et $\delta_{(C=O)}$ mais l'intensité des composantes du massif entre 1 650 et 1 800 cm^{-1} évolue par suite de l'affinement des bandes avec la température et à cause probablement d'un faible déplacement relatif des fréquences des niveaux en résonance.



Spectres de l'acétone-d_6 en solution 0,1 M dans le méthylcyclopentane ——— et du méthylcyclopentane, pur .... à différentes températures (*a* à *f*) et de l'acétone-d_6 pur cristallisé à la température de l'azote liquide (*g*). La partie D de la figure représente l'évolution du spectre de la solution 0,1 M lors d'un abaissement et d'un réchauffement lent entre 173 et 143 K. Épaisseur de la cellule en CsBr : 165 μ.

En dessous de 170 K, on observe de plus l'apparition de nouvelles bandes $\delta_{(C=O)}$ et $\nu_{a(CCC)}$ à 482 et 1 251 cm^{-1} (courbe *e* et *f*) et le massif $\nu_{(C=O)}$ se complique par suite de la naissance de bandes supplémentaires. Nous avons présenté, dans la partie D de la

figure, l'évolution des bandes $\delta_{(C=O)}$ lorsqu'on refroidit puis réchauffe lentement la solution, entre 173 et 143 K. L'apparition puis la disparition de la bande à 482 cm^{-1} traduit la formation d'une nouvelle espèce, en équilibre avec les molécules d'acétone isolées qui absorbent à 477 cm^{-1}. Les nouvelles bandes $\nu_{a(CCC)}$ et $\delta_{(C=O)}$ apparaissent à une fréquence intermédiaire entre celles des molécules libres et la fréquence moyenne des différentes composantes observées pour ces vibrations dans l'acétone cristallisé (courbe *g*); ceci conduit à les attribuer à des molécules d'acétone engagées dans des agrégats formés au sein de la solution. La température d'apparition des agrégats est d'ailleurs nettement inférieure à la température de cristallisation de l'acétone pur (117, 81 K). Nous avons pu constater de plus que, si l'on continue à refroidir lentement la solution, il y a formation de véritables cristallites qui diffusent la lumière et précipitent progressivement au fond de la cellule. Leur spectre, difficile à obtenir, est alors très voisin de celui du solide cristallisé.

Les résultats, que nous venons de présenter, prouvent que lors du refroidissement d'une solution diluée d'acétone en dessous du point de cristallisation du soluté pur, il y a formation d'agrégats ayant un spectre différent de celui du cristal. L'interprétation de S. Weinman et coll. ([5]) concernant l'influence de la température sur le spectre de l'acétone dans la région des vibrations $\nu_{(C=O)}$ doit être revue. En effet, bien que leurs conditions expérimentales soient très proches des notres, ces auteurs n'ont pas tenu compte de l'apparition d'entités moléculaires nouvelles à basse température.

(*) Séance du 23 décembre 1974.

([1]) G. Dellepiane et J. Overend, *Spectrochim. Acta*, 22, 1966, p. 593.

([2]) M. T. Forel et M. Fouassier, *Spectrochim. Acta*, 23, 1967, p. 1977 et *Comptes rendus*, 272, série B, 1972, p. 73.

([3]) W. C. Harris et I. W. Levin, *J Mol. Spectrosc.*, 43, 1972, p. 117.

([4]) A. Burneau, J. Corset et J. Limouzi, Article en préparation.

([5]) M. Mailloux, J. Weinman et S. Weinman, *Comptes rendus*, 275, série C, 1972, p. 861 et 276, série C, 1973, p. 379.

Laboratoire de Spectrochimie Infrarouge et Raman,
C. N. R. S.,
2, *rue Henri-Dunant,*
94320 *Thiais.*

SPECTROSCOPIE MOLÉCULAIRE. — *Comparaison des spectres Raman de la paranitroaniline et de la paranitroaniline deutériée cristallisées. Mise en évidence d'une résonance de Fermi.* Note (*) de M^lle **Monique Harrand**, présentée par M. Alfred Kastler.

Les spectres de $NO_2-C_6H_4-NH_2$ et de $NO_2-C_6H_4-ND_2$ sont très semblables, à l'exception d'une résonance de Fermi observée dans le premier et expliquée par la non-planéité de la molécule. La combinaison entrant en résonance fait intervenir une vibration de NH_2. D'autre part, la raie $\nu^s_{NO_2}$ est anormalement faible.

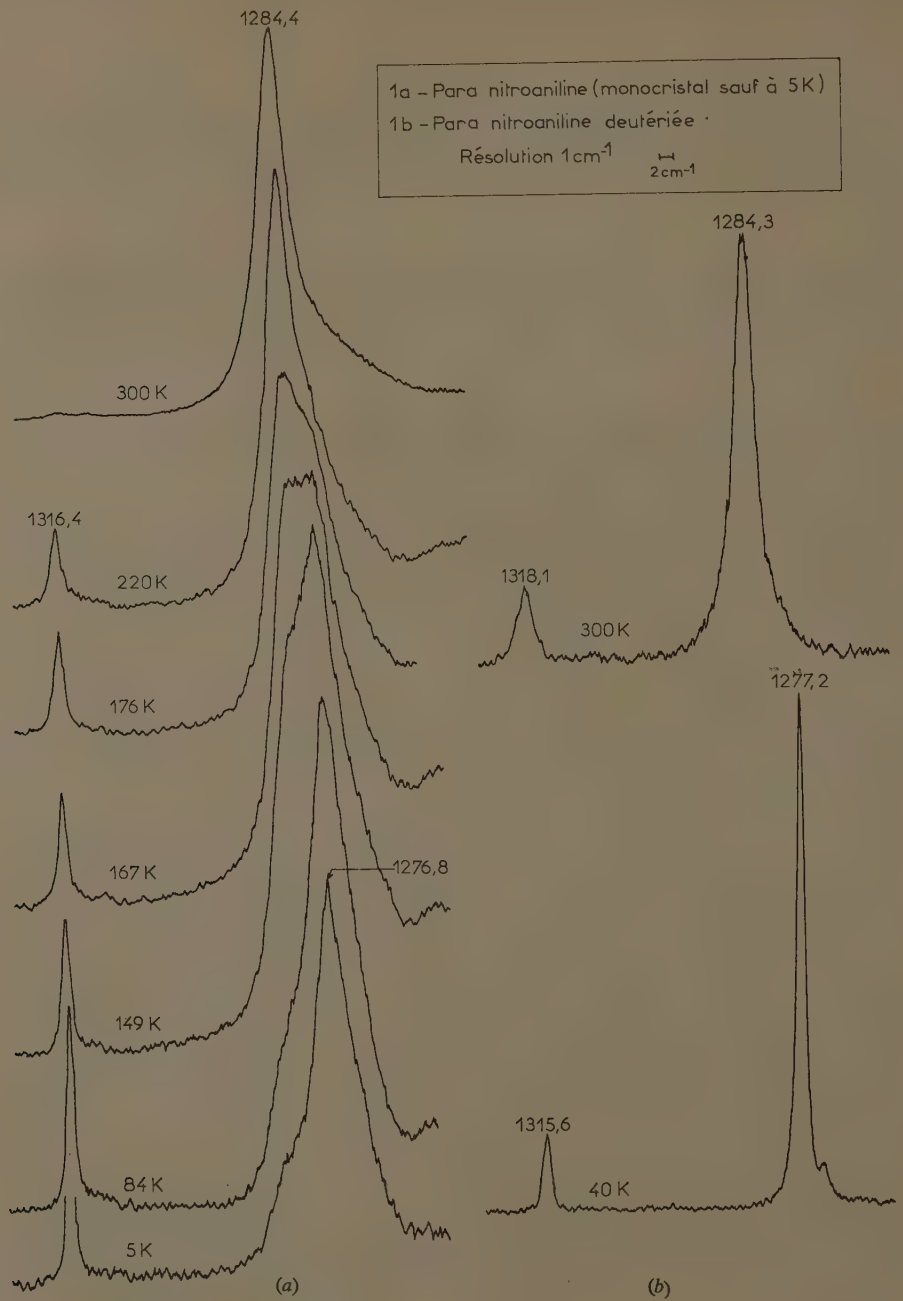
Nous avons comparé les spectres Raman d'un monocristal de paranitroaniline (pNA) (de 300 à 30 K) et de polycristaux de pNA deutériée $NO_2-C_6H_4-ND_2$, éclairée longitudinalement, dans un fin tube scellé en pyrex (à 300 et 40 K).

Cristal de pNA : C^5_{2h}, quatre molécules par maille, groupe du site C_1; chaque mouvement se décompose en A_g et B_g (Raman), A_u et B_u (infrarouge). Sauf pour les vibrations externes [(1), (2)], les dédoublements dus au champ cristallin, sont extrêmement faibles avec la pNA et par suite, pour les comparaisons avec la pNA deutériée, nous pouvons nous contenter du spectre de polycristaux, puisque les masses et les moments d'inertie sont très voisins (3).

De 200 à 1 650 cm^{-1}, le spectre de la pNA a 54 raies environ, pour 36 vibrations fondamentales attendues dans cette région : des raies de combinaison apparaissent donc. Dans le spectre du composé deutérié, seules les vibrations où le groupement NH_2 intervient beaucoup auront une fréquence modifiée.

La raie la plus intense, dans les spectres de la pNA et de la pNA deutériée, se trouve vers 1 280 cm^{-1}, et sa fréquence diminue de 1 284,4 à 1 276,8 cm^{-1} quand la température décroît de 300 à 30 K, contrairement à ce qui se passe en général : l'effet dû au raccourcissement des liaisons intermoléculaires doit donc être prépondérant vis-à-vis du raccourcissement des liaisons intramoléculaires. C'est la structure de cette raie qui différencie le plus les deux spectres : dans celui de la pNA on observe une bande très intense et très large, aussi bien à température ambiante ($\Delta\nu = 5{,}7\ cm^{-1}$) qu'à basse température ($\Delta\nu = 7{,}0\ cm^{-1}$), tandis que la raie très intense de la pNA deutériée est fine ($\Delta\nu = 3{,}7\ cm^{-1}$ à 300 K, $\Delta\nu = 1{,}3\ cm^{-1}$ à 40 K). La bande de la pNA est complexe et sa forme dépend de la température : à 300 K la bande comprend un maximum très intense et une aile côté basse fréquence alors qu'à basse température, il y a un épaulement du côté haute fréquence. D'autre part, étant donné leur espacement, les deux composantes doivent être elles-mêmes très larges, même à 30 K.

Quand on fait varier continûment la température du cristal de pNA de 300 à 30 K, on observe un déplacement symétrique des deux composantes, avec croisement vers 167 K : la composante la plus intense se déplace de 1 284,4 à 1 276,8 cm^{-1} et l'autre de 1 276,1 à 1 284,3 cm^{-1}. Quand les raies se rapprochent, leurs intensités s'égalisent et le fait qu'on n'obtienne jamais une raie unique plus intense au moment où les deux raies devraient se superposer, indique qu'il y a résonance entre les deux vibrations qui ont nécessairement même symétrie. Nous avons donc un cas typique de résonance de Fermi dont l'obser-



vation ne nécessite pas l'utilisation de composés extérieurs (solvants différents) mais seulement la variation de la température puisqu'une des raies se déplace en sens contraire du déplacement normal (*fig. a*).

Si l'on admet que la molécule est presque plane, sa symétrie peut être prise égale à C_{2v} et la raie de beaucoup la plus intense doit être une fondamentale totalement symétrique, donc de type A_1. Or, il n'existe aucune harmonique ou combinaison qui ait la fréquence voulue et la symétrie A_1. Mais si la symétrie C_{2v} est acceptable pour la molécule de pNA en solution (polarisation des raies) elle ne doit plus l'être pour la molécule à l'état solide. En effet, l'étude aux rayons X de Trueblood et coll. ([4]) indique que le plan de NH_2 fait un angle de 16° avec le plan du cycle, angle trop grand pour qu'on puisse admettre une symétrie C_{2v}, du moins pour la résonance de Fermi. Si la molécule n'a que la symétrie C_1, toutes les vibrations sont de même type et toutes les combinaisons de fréquence convenable pourront entrer en résonance de Fermi avec la fondamentale.

Le fait que l'on observe une seule raie fine dans le spectre de la pNA deutériée, montre qu'il n'y a plus de résonance de Fermi quand NH_2 est remplacé par ND_2 (*fig. b*). La fréquence de la fondamentale étant la même, il en résulte que celle de la combinaison est très modifiée puisqu'il n'y a pas de résonance quelle que soit la température, la raie fondamentale balayant un domaine de fréquence assez étendu.

Les fréquences les plus modifiées seront celles des vibrations où le groupement amine intervient. En se limitant aux combinaisons binaires, on trouve : $427+858 = 1\,285\ cm^{-1}$ (valeurs à 30 K). La deuxième raie correspond à une vibration du cycle où interviennent un peu les groupements NO_2 et NH_2 [vibration ω_3 de ([5])] et nous attribuons la première à la vibration de torsion τ_{NH_2} qui doit donc être très abaissée quand on passe de NH_2 à ND_2.

Si Δ et δ sont les distances entre les niveaux d'énergie perturbés et non perturbés, nous pouvons écrire ([6]) :

$$\Delta^2 = \delta^2 + 4|W|^2,$$

où W est l'élément matriciel correspondant à l'énergie de perturbation.

Si R est le rapport des intensités des composantes de plus basse fréquence et de plus haute fréquence, on a

$$R = \frac{I_B}{I_H} = \frac{\Delta+\delta}{\Delta-\delta},$$

d'où l'on tire δ et W :

$$\delta = \Delta\frac{R-1}{R+1}, \qquad W = \Delta\frac{\sqrt{R}}{R+1},$$

Nous avons calculé δ et W pour trois températures :

T = 30 K	$\Delta = 7{,}5\ cm^{-1}$	R = 13,5	$\delta = 6{,}5\ cm^{-1}$	$W = 1{,}9\ cm^{-1}$
167 K	3,0	1	0	1,5
300 K	9,0	~ 0,23 (*)	−5,6	<3,5

(*) Cette mesure peu précise est une valeur par excès.

Nous pouvons dire que W est de l'ordre de $2\ cm^{-1}$.

Nous avons observé une anomalie dans les spectres Raman de la pNA et du dérivé deutérié : c'est qu'il n'y a pas de raie très intense (vers $1\,345\ cm^{-1}$) correspondant à la vibration $\nu^s_{NO_2}$ comme c'est généralement le cas pour les composés nitrés aromatiques,

surtout quand il y a des liaisons non saturées conjuguées (à 1 349 cm^{-1} pour le nitrobenzène). Dans le spectre du cristal de pNA, on observe bien une raie à 1 345,6 cm^{-1} (mesure à 30 K), mais elle est très faible, dix huit fois plus faible que la raie intense à 1 276 cm^{-1} attribuée au cycle, et elle est encore plus faible dans le spectre de la pNA deutériée. Par contre la bande infrarouge de la pNA cristalline ([7]) à 1 340 cm^{-1} est très intense.

Ce phénomène caractérise la nitroaniline para car, pour les nitroanilines ortho et méta cristallisées, la raie $\nu^s_{NO_2}$ (respectivement à 1 351 et 1 349 cm^{-1}) est bien la plus intense du spectre Raman ([8]).

Il semble que la faible intensité de la raie Raman $\nu^s_{NO_2}$ soit liée à la forme pseudo-quinonique prise par la molécule de pNA à l'état solide, puisqu'en solution on observe une ou deux raies intenses entre 1 310 et 1 333 cm^{-1}. Ce phénomène rappelle celui que nous avions observé dans le spectre Raman des poudres cristallines de la série de la chalcone ou de l'acide cinnamique [([9]), ([10])] où la raie caractéristique du groupement C = 0 n'apparaissait pas quand la conjugaison était très importante, alors que la bande infrarouge était intense.

(*) Séance du 13 janvier 1975.

([1]) M. Harrand, *Comptes rendus*, 277, série B, 1973, p. 373.

([2]) M. Harrand, *J. Raman Spectr.*, 2, 1974, p. 15.

([3]) Dans ([1]) et ([2]), une erreur s'étant introduite dans la transcription de deux moments d'inertie de la pNA, il faut lire :

$$I_U = 209.10^{-40}\ g.cm^2, \qquad I_V = 1\,035.10^{-40}\ g.cm^2, \qquad I_W = 1\,244.10^{-40}\ g.cm^2.$$

Pour la pNA deutériée, les valeurs respectives sont : 210, 1 088 et 1 298.10^{-40} $g.cm^2$.

([4]) K. N. Trueblood, E. Goldish et J. Donohue, *Acta Cryst.*, 14, 1961, p. 1009.

([5]) E. W. Schmid, J. Brandmüller et G. Nonnenmacher, *Z. fur Elektrochemie*, 64, 1960, p. 940.

([6]) G. Herzberg, *Infrared and Raman Spectra of Polyatomic Molecules*, Van Nostrand Co.

([7]) M. Szostak et J. W. Rohleder, *Acta Phys. Polon.*, A 37, 1970, p. 521.

([8]) M. Harrand, 9e *Congrès européen de Spectroscopie moléculaire*, Madrid, 1967.

([9]) M. Harrand, J. Guy, *Comptes rendus*, 226, 1948, p. 430.

([10]) M. Harrand, *Ann. Phys.*, 8, 1953, p. 126.

Laboratoire de Recherches optiques,
Faculté des Sciences,
51062 *Reims Cedex.*
et
Département des Recherches physiques,
Université de Paris VI,
9, *quai Saint-Bernard,*
75005 *Paris.*

PHYSIQUE DES SOLIDES. — *Influence de l'inhomogénéité d'épaisseur de la couche d'oxyde interfaciale sur la hauteur de barrière d'une jonction métal-silicium.* Note (*) de MM. **Claude Barret**, **Pierre Le Bars** et **André Vapaille**, présentée par M. Pierre Grivet.

On montre que les fluctuations d'épaisseur de la couche d'oxyde interfaciale d'une diode Schottky permettent d'interpréter la variation avec la température de la hauteur de barrière déduite du courant de saturation.

1. Résultats expérimentaux. — Nous avons déterminé la hauteur de barrière de jonctions Ti-Sip (résistivité 10 Ω×cm) entre 100 et 380 K à partir de la caractéristique courant-tension de la jonction. L'exploitation des résultats expérimentaux exige la connaissance du mécanisme de conduction prépondérant. Dans le cas de nos expériences l'effet tunnel peut être négligé, même à 100 K, en raison du faible dopage du silicium. On peut de même négliger l'effet de la recombinaison dans la zone de charge d'espace : un courant de recombinaison de l'ordre du courant mesuré correspondrait à des durées de vie irréalistes ($\tau \sim 10^{-11}$ s à 230 K). Nous avons donc exploité les résultats en utilisant le modèle thermo-ionique. On déduit des caractéristiques courant tension une hauteur de barrière apparente $\varnothing_{BJ}$ donnée par

$$\varnothing_{BJ} = \frac{kT}{q} \operatorname{Ln} \frac{AT^2}{J_S} + \Delta\varnothing_B, \tag{1}$$

J_S, densité de courant de saturation; $\Delta\varnothing_B$, correction de force image; A, constante de Richardson.

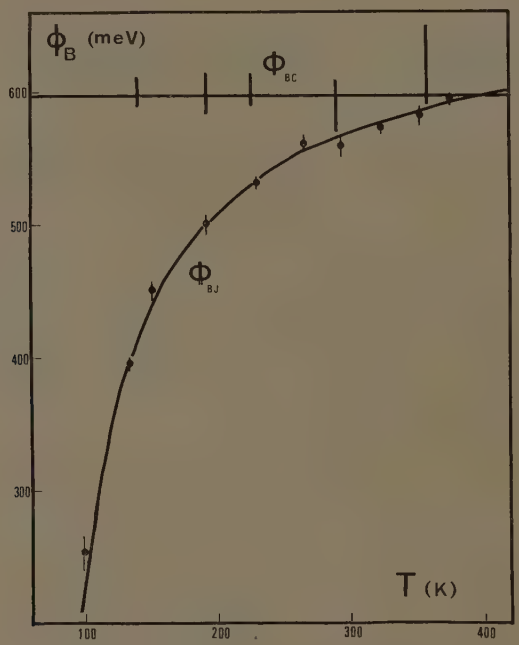
La variation de $\varnothing_{BJ}$ avec la température est donnée sur la figure. Sur les mêmes jonctions et dans le même domaine de température nous avons déterminé la hauteur de barrière par mesure de capacité en fonction de la polarisation. On obtient une hauteur de barrière $\varnothing_{BC}$ indépendante de la température aux erreurs de mesure près. Cette valeur est en bon accord avec celle trouvée par Cowley ([1]).

2. Interprétation. — Les jonctions que nous avons étudiées étaient préparées par évaporation sous vide immédiatement après nettoyage chimique. Il est connu que ce mode de préparation laisse subsister entre le métal et le silicium une couche d'oxyde d'une épaisseur de l'ordre de 10 à 20 Å. Cette couche d'oxyde a deux effets : 1° elle réduit la hauteur de barrière de la jonction d'une quantité Δ correspondant à la chute de tension dans la couche interfaciale ([2]); 2° elle introduit dans l'expression du courant thermo-ionique un coefficient représentant la probabilité de passage des porteurs par effet tunnel à travers cette couche. Card et Rhoderick ([3]) ont établi que

$$J_S = AT^2 \exp(-\xi^{1/2}\delta) \exp \frac{-q(\varnothing_{B_0} - \Delta\varnothing_B)}{kT}, \tag{2}$$

δ, épaisseur de la couche; ξ est proportionnel à la hauteur de barrière SiO_2-Si le facteur de proportionnalité ayant la dimension $eV^{-1/2}\,Å^{-1}$; $\varnothing_{B_0}$, hauteur de barrière réelle de la jonction.

En reportant la relation (2) dans (1), on trouve que le modèle de Çard et Rhoderick implique une croissance linéaire de $\varnothing_{BJ}$ déduit de J_S avec la température. Ce modèle permet donc d'interpréter le sens des variations de $\varnothing_{BJ}$ observées expérimentalement mais pas l'allure de la courbe obtenue.



Variations de $\varnothing_{BJ}$ et $\varnothing_{BC}$ avec la température.
O Résultats expérimentaux.
— Courbe théorique ;
$r = 11$; $\varnothing_{B_0 r} = \varnothing_{BC} = 597$ meV; $\xi^{1/2} d = 0{,}1$.

Nous avons donc tenté d'améliorer l'accord avec l'expérience en introduisant l'effet de fluctuations spatiales de l'épaisseur de la couche d'oxyde naturel. On considère que la diode est constituée par un ensemble de diodes élémentaires dont les épaisseurs d'oxyde δ sont distribuées statistiquement. L'épaisseur δ de la couche d'oxyde d'une diode élémentaire est donnée par

$$\delta = rd,$$

r, nombre entier; d, épaisseur d'une couche monomoléculaire d'oxyde et on suppose que les valeurs de r sont distribuées suivant une loi de Poisson ([4]).

La densité de courant de saturation moyenne est alors :

$$J_S = AT^2 \sum_{r=0}^{\infty} \exp(-\xi^{1/2} rd) \exp\left(\frac{-q(\varnothing_{B_0 r} - \Delta\varnothing_B)}{kT}\right) \frac{\bar{r}^r}{r!} e^{-\bar{r}}, \tag{3}$$

en supposant ξ indépendant de r.

$\varnothing_{B_0 r}$ est la hauteur de barrière réelle d'une diode ayant une couche interfaciale d'épaisseur rd. La relation entre $\varnothing_{B_0 r}$ et r est déduite de l'équation de Cowley et Sze ([2]) :

$$\varnothing_{B_0 r} = \gamma E + \varnothing_0, \tag{4}$$

avec

$$E = \chi - \varnothing_M + E_G - \varnothing_0 \qquad \text{et} \qquad \gamma = \frac{1}{1 + (q D_S/\varepsilon_0 \varepsilon_i) rd}.$$

Ayant calculé J_S au moyen de la relation (3) — en négligeant les termes du second ordre en $r - \bar{r}$ — on obtient au moyen de la relation (1) :

$$\varnothing_{BJ} = A + BT\left(1 - \exp\left(C + \frac{D}{T}\right)\right), \tag{5}$$

avec

$$A = \varnothing_{B_0 \bar{r}} + \gamma_{\bar{r}}(1 - \gamma_{\bar{r}}) E,$$

$$B = \frac{k}{q} \bar{r},$$

$$C = -\xi^{1/2} d,$$

$$D = \frac{A - \varnothing_{B_0 \bar{r}}}{B}.$$

On peut montrer que, dans ce modèle, la hauteur de barrière $\varnothing_{BC}$ déduite de la mesure de capacité n'est autre que la valeur moyenne de la hauteur de barrière $\varnothing_{B_0 \bar{r}}$ (aux infiniments petits du troisième ordre près). On peut donc déterminer expérimentalement le coefficient A, γ et E étant connus par ailleurs ([2]). Il ne reste donc plus que deux paramètres r et $\xi^{1/2} d$ pour ajuster la relation (5) aux résultats expérimentaux. Le meilleur accord entre la relation (5) et les données expérimentales de la figure est obtenu pour

$$\xi^{1/2} d = 0{,}1 ; \qquad \bar{r} = 11.$$

L'écart type sur r est de l'ordre de 3, ce qui donne un écart type de 60 meV sur $\varnothing_{B_0 \bar{r}}$, soit 10 % de la hauteur de barrière moyenne.

A l'appui de notre hypothèse de fluctuations spatiales de l'épaisseur de la couche d'oxyde naturel, nous avons exploré au moyen d'une microsonde ionique, la surface du silicium après un nettoyage identique à celui utilisé dans l'élaboration des diodes. Les images

obtenues en se réglant sur le pic de masse 16^- (O^-) et sur le pic de masse 60^- (SiO_2^-) permettent d'observer une mosaïque de taches d'une dizaine de microns de large, révélant la présence d'inhomogénéités d'épaisseur de la couche d'oxyde interfaciale.

(*) Séance du 16 décembre 1974.

(1) A. M. Cowley, *S. S. E.*, 13, 1970, p. 403-414.
(2) A. M. Cowley et S. M. Sze, *J. A. P.*, 36, 1965, p. 3212-3220.
(3) H. C. Card et E. H. Rhoderick, *J. Phys.*, D, 4, 1971, p. 1602-1611.
(4) Z. Hurych, *S. S. E.*, 9, 1966, p. 967-979.

Institut d'Électronique fondamentale,
Laboratoire associé au C. N. R. S.,
Bât. 220,
Faculté des Sciences,
91405 *Orsay.*

LUMINESCENCE. — *Étude sous irradiation ultraviolette d'un composé lamellaire* CdI_2. Note (*) de MM. **Alvaro Roman**, **Amaury T'Kint de Roodenbecke**, **Francis Abba** et **Edmond-Antoine Decamps**, présentée par M. Jean Lecomte.

L'examen systématique de la photosensibilité de l'iodure de cadmium sous irradiation ultraviolette permet de confirmer l'étude de l'influence de la grosseur du grain sur la thermoluminescence de ce composé lamellaire.

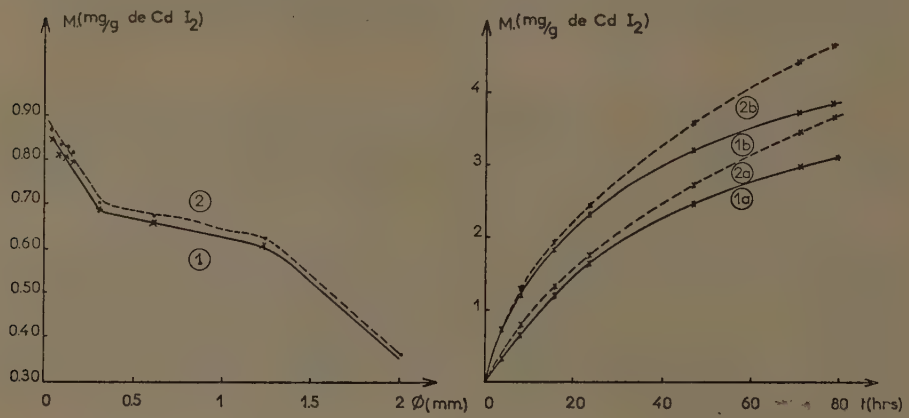
Lors d'études de noircissement d'échantillons d'iodure de cadmium entreprises antérieurement, principalement par Hedwall et coll. ([1]), deux hypothèses avaient été avancées : soit la présence d'ions Cd^+ et Cd^{++}, soit le départ d'iode et de cadmium. Cependant, ces chercheurs n'avaient jamais pu vérifier l'exactitude de ces suppositions.

Par contre, lors d'un précédent travail de notre laboratoire ([2]), il a été signalé que l'iodure de cadmium insoluble dans le cyclohexane donnait à celui-ci une teinte rose à la suite d'une irradiation ultraviolette relativement longue. Cette coloration attribuable à de l'iode moléculaire dissous apparaît de façon concomitante avec une teinte grisâtre de la poudre d'iodure de cadmium. Dans l'hypothèse où le départ d'iode peut être relié au processus d'excitation de la thermoluminescence ([2]), il est intéressant de réaliser une étude systématique de ce phénomène.

L'irradiation a été obtenue par une lampe Xénon qui donne un spectre continu entre 3 000 et 4 500 Å. Le spectre d'excitation de CdI_2 à 20°C présente ses deux maximums dans ce domaine spectral ([3]). Le produit en poudre, immergé dans du cyclohexane, est placé dans un flacon a fermeture rodée, dont la partie inférieure irradiée est constituée d'une lame à face parallèle de silice fondue. Des solutions étalons d'iode dans le cyclohexane ont permis d'établir la variation linéaire de la densité optique en fonction de la concentration en iode pour une longueur d'onde $\lambda = 5\,250$ Å correspondant au maximum de transmission de la solution. Ces résultats qui nous ont fourni un test de comparaison sont en accord avec les travaux de Glan ([4]), Steward et Wright ([5]).

Hedwall ayant montré que le « noircissement » apparaissait préférentiellement sur les faces prismatiques perpendiculaires aux couches lamellaires, il nous a semblé nécessaire de débuter cette étude en prenant comme paramètre la grosseur de grain de la poudre. En effet, pour une même masse de produit le rapport s_1 des surfaces des faces prismatiques aux surfaces s_2 des faces parallèles aux couches croît en raison inverse du diamètre des grains. D'autre part, l'influence de ce facteur sur les phénomènes de thermoluminescence est par ailleurs important ([6]) et il était intéressant de savoir si les résultats de cette publication n'étaient pas reliés au noircissement des échantillons. La courbe 1 de la figure 1 *a* donne les variations de la masse d'iode dégagé par gramme de produit en fonction du diamètre des grains, pour un temps d'irradiation constant. Si ces résultats sont en accord avec les travaux d'Hedwall ([1]), ces courbes sont nettement différentes de celles donnant l'intensité de la thermoluminescence en fonction de ce même paramètre. Ces dernières présentent un minimum marqué inexistant ici. Il est donc peu probable que ces deux phénomènes soient directement liés.

Il est également intéressant d'étudier l'évolution du noircissement, en fonction du temps d'irradiation pour un grain de diamètre donné. La figure 1 *b* donne l'allure des courbes de variation obtenues. Au bout de 80 h, la densité optique de la solution continue à croître lentement pour le plus petit grain, tandis que déjà un palier est observable avec l'autre diamètre de poudre. Cependant, il est également possible de remarquer que la coloration violette diminue spontanément lorsque la solution est laissée au repos après irradiation. Ce déclin de la densité optique à 5 250 Å a été étudiée en fonction du temps dans trois cas différents, à savoir : la solution en contact avec la poudre de CdI_2 dans l'obscurité, la



(*a*) (*b*)

Fig. 1

(*a*) Masse (en mg) d'iode dégagé par gramme de CdI_2 en fonction de la grosseur du grain pour une irradiation constante de 8 h :
courbe 1 : expérimentale;
courbe 2 : corrigée.

(*b*) Masse (en mg) d'iode dégagé par gramme de CdI_2 en fonction du temps d'irradiation pour une grosseur de grain donnée :
courbe 1 *a* : $1{,}24 < \Phi < 2$ mm, expérimentale;
courbe 2 *a* : $1{,}24 < \Phi < 2$ mm, corrigée;
courbe 1 *b* : $0{,}050 < \Phi < 0{,}088$ mm, expérimentale;
courbe 2 *b* : $0{,}050 < \Phi < 0{,}088$ mm, corrigée.

solution seule dans l'obscurité, la solution seule sous irradiation. Dans les trois cas, on obtient, aux erreurs d'expérience, près des résultats identiques. En considérant que ce déclin correspond à l'expression $D = D_0\, e^{-t/\tau}$ le calcul donne $\tau_1 = 85$ h pour t compris entre zéro et une dizaine d'heures et $\tau_2 = 290$ h pour des temps supérieurs à 10 h. Ce déclin ne signifie sans doute pas que l'iode disparaît, car on sait que, dans certaines conditions ([7]) le grain des micelles augmentant, la couleur se déplace vers le brun traduisant ainsi la multiplication de la phase colloïdale. Cette coloration peut être en partie due également aux impuretés incluses dans le cyclohexane ([8]). Ces solutions brunes présentent des bandes spectrales situées dans le domaine des courtes longueurs d'onde entre 4 800 et 2 700 Å suivant le cas ([9]). Dans le cas présent, le spectre enregistré présente un maximum vers 3 200 Å ce qui expliquerait que la densité optique diminue à 5 250 Å.

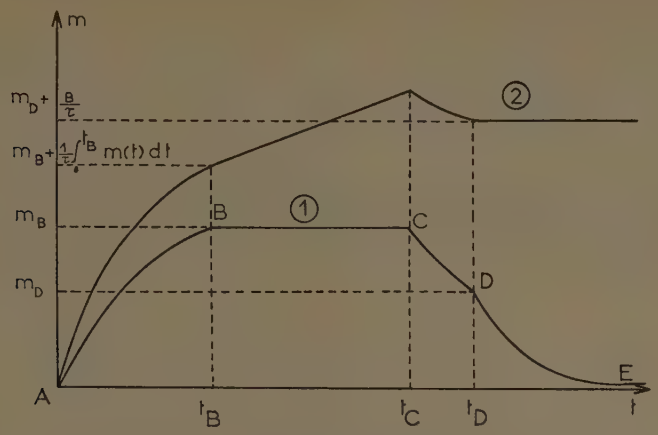


Fig. 2. — Allure théorique des courbes donnant en fonction du temps, la masse de cadmium sous irradiation ultraviolette :

courbe 1 : courbe expérimentale (solvant cyclohexane);
courbe 2 : courbe corrigée.

Ainsi, à chaque instant, la coloration violette finale provient de l'iode dû à l'énergie $h\nu$ incidente mais diminué de la quantité se transformant spontanément en solution brune.

On peut donc en fonction du temps distinguer quatre domaines (courbe 1, *fig.* 2).

Dans la zone AB la coloration violette l'emporte sur la coloration brune. Pendant l'intervalle de temps $t_C - t_B$, il y a équilibre entre l'iode provenant de CdI_2 et de celui qui se transforme pour donner la solution brune. Dans le domaine CD, l'iodure de cadmium sous excitation ultraviolette libère très peu d'iode; mais, par contre, la transformation de la solution violette en solution brune continue pour devenir la seule possible dans la zone DE. En rapprochant les figures 1 *b* et 2, il semble que nous n'ayons jamais pu atteindre un temps d'irradiation égal ou supérieur à t_B.

Une analyse mathématique du phénomène permet de corriger ces courbes. En effet, si l'irradiation ultraviolette était arrêtée, la masse m d'iode décroîtrait suivant une loi à probabilité constante soit

$$\frac{dm}{dt} = \frac{m(t)}{\tau}. \tag{1}$$

En appelant M (t), la masse d'iode dégagé l'expression (1) s'écrit :

$$\frac{dm}{dt} = -\frac{m(t)}{z} + d\frac{M(t)}{dt},$$

soit

$$M(t) = m(t) + \frac{1}{\tau}\int_0^t m(t)\,dt. \tag{2}$$

La courbe de la figure 2 donne l'allure du phénomène réel.

En particulier, la portion DE se transforme au moyen de l'expression (2) en une droite d'ordonnée $m_D(0) + B/\tau$ $\left[B \text{ étant égal à } \int_0^{t_D} m(t)\,dt\right]$. En utilisant l'expression (2) les courbes 1 de la figure 1 *a* et 1 *a* et 1 *b* de la figure 1 *b* donnent respectivement les courbes 2 de la figure 1 et 2 *a* et 2 *b* de la figure 1 *b*.

Hedwall avait supposé que le processus photochimique dans le cas de CdI_2 pouvait s'expliquer par une oscillation entre trois états ABC entraînant un affaiblissement des forces de liaison ou un relachement du réseau.

I^-	I^-	I
Cd^{2+}	Cd^+	Cd^+
I^-	I	I^-
(A)	(B)	(C)

Ce travail ayant permis la mise en évidence d'iode moléculaire, il faut donc supposer sa formation à partir des chaînes B et C et par conséquent l'existence d'ions Cd^+ dans le réseau ou la réduction totale à l'état de cadmium métallique Cd°.

(*) Séance du 23 décembre 1974.

(1) J. Dedwall, P. Wlagren et S. Mausson, *Trans. Faraday Soc.*, 36, 1940, p. 697.
(2) A. T'Kint de Roodenbeke, M. T'Kint de Roodenbeke Queneudec et E. A. Decamps, *Phys. Stat. Sol.*, (a), 3, 1970, p. K 101.
(3) L. Langouet, *Thèse* à Rennes, 1967, p. 54.
(4) Glan, *Ann Physik*, (2), 3, 1878, p. 54.
(5) Stewart et Wright, *Ber*, 44, 1911, p. 2819.
(6) A. T'Kint de Roodenbeke, M. T'Kint de Rodenbeke Queneudec, *J. Chim. Phys.*, 67, 1970, p. 2054.
(7) Woeting, *Z. Physik. chem.*, 68, 1909, p. 513.
(8) P. Pascal, *Nouveau traité de Chimie minérale*, 16, p. 471.
(9) Benesi et Hildebrand, *J. Ann. Chem. Soc.*, 71, 1949, p. 2273 et 2703.

Groupe de Physique cristalline,
E. R. A. au C. N. R. S. n° 15,
Université de Rennes,
avenue du Général-Leclerc,
35000 *Rennes-Beaulieu.*

GÉOPHYSIQUE. — *Sondage magnéto-tellurique sur le massif granitique de Mortagne-sur-Sèvre.* Note (*) de MM. **Hugo Fournier**, **Yves Benderitter** et **José Febrer**, présentée par M. André Gougenheim.

Un sondage magnéto-tellurique a été effectué en 1973 sur le massif granitique de Mortagne-sur-Sèvre dans l'intervalle 0,00059 à 500 s. L'analyse du sondage donne :

1° indépendamment de la direction une couche supérieure de 15 km d'épaisseur environ à forte résistivité, jusqu'à 4 000 Ωm;

2° une couche inférieure de faible résistivité — jusqu'à 4 Ωm — selon la direction de la tectonique locale armoricaine.

Le sondage électrique du type Schlumberger a été pratiqué en 1958 par la Compagnie Générale de Géophysique à l'occasion de l'Année Géophysique Internationale dans l'intervalle AB compris entre quelques centaines de mètres et 70 km, de Bressuire à Nantes ([1]). Le résultat proposé nous a conduits à étudier par sondage M-T la région et le site du Prieuré Saint-André à Saint-Aubin-des-Ormeaux en Vendée. Cette investigation a été effectuée du 28 au 31 juillet 1973 pour l'intervalle compris entre 0,00059 et 0,14 s et du 1er au 6 septembre 1973 pour l'intervalle compris entre 0,3 et 500 s.

Les variomètres magnétiques employés dans cette étude sont du type « résistivimètre Jolivet-Benderitter » ([2]) pour la partie très courtes périodes 0,00059 à 0,14 s et du type « barre Six-Glangeaud » ([3]) pour l'intervalle de périodes 0,3 à 500 s, ils sont tous deux constitués par un noyau de métal perméable entouré d'un bobinage. Les dispositifs telluriques comportent des électrodes en piquets de cuivre pour la partie rapide du spectre et en feuillards de plomb pour la partie lente.

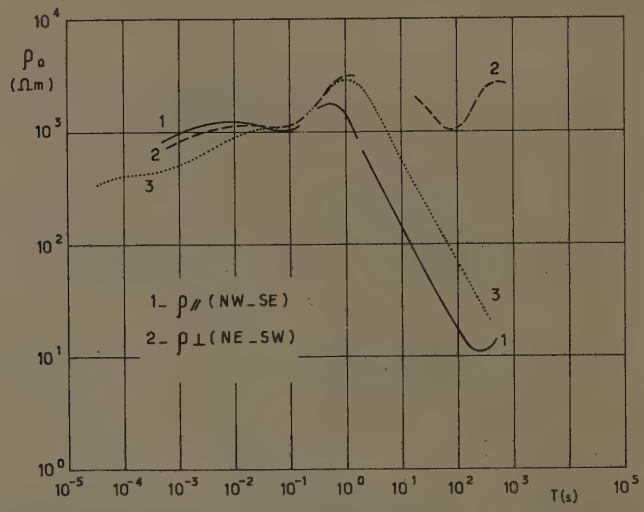
Les analyses ont été pratiquées selon la méthode classique de Cagniard. Le travail d'analyse a été simplifié du fait de la disposition des capteurs sur le terrain *a priori* selon les directions parallèle et orthogonale à la tectonique régionale des plissements armoricains (hercyniens).

L'examen de la figure montre que les divers tronçons de courbes de sondage $\rho_a = f(T)$ obtenus, ρ_a et T désignant respectivement la résistivité apparente et la période, se raccordent bien pour la direction de la ligne tellurique parallèle à l'allure de la tectonique régionale c'est-à-dire parallèle à l'axe d'allongement NW-SE du massif de granite de Mortagne. La courbe de sondage de direction orthogonale comporte un vide compris entre 2 et 20 s.

L'analyse de la courbe de résistivité « parallèle » donne les résultats suivants : le granite a une résistivité d'environ 1500 Ωm de 1 à 4,5 km de profondeur, ensuite il se produit une augmentation brusque des valeurs de résistivité apparente entre 5 et 15 km environ — au moins jusqu'à 4 000 Ωm, ensuite de 15 à 30 km ou davantage (jusqu'à la période de 200 s) on note une région conductrice intercalaire de 4 Ωm ou moins (c'est-à-dire une chute relative de 1 000). Ensuite il semble que les valeurs de la résistivité apparente augmentent dans l'intervalle de périodes 200-1 000 s. La dispersion des valeurs individuelles est assez forte comme elle l'est habituellement dans les sondages M-T car pratiquement les ondes électromagnétiques utilisées ne sont pas suffisamment planes ni horizontales ainsi que l'exige la théorie de Cagniard.

La direction perpendiculaire soit SW-NE donne des valeurs de la résistivité apparente à peu près les mêmes que pour la ligne tellurique « parallèle » (NW-SE) de 0,00059 à 0,3 s. Ensuite il y a divergence des deux courbes avec un rapport atteignant 100 dans l'intervalle

de périodes compris entre 50 et 500 s. Il convient d'essayer d'interpréter la divergence des deux courbes à partir de la période de 1/3 de seconde, c'est-à-dire pour une profondeur d'environ 15 km, soit l'épaisseur régionale du massif cristallin de Mortagne-sur-Sèvre d'après ce qui précède dans notre interprétation. Il est admis généralement dans ces sortes de méthodes à base d'électricité que la direction perpendiculaire à une tectonique accentuée donne des valeurs de résistivité apparente plus élevées que celles de la direction parallèle. Toutefois il n'est pas exclu que s'ajoute l'effet d'une inclinaison de la couche conductrice sous-jacente au granite.



Courbe 1 en trait plein : sondage M-T selon la direction tectonique régionale NW-SE;

Courbe 2 en trait tireté : sondage M-T selon la direction transversale à la tectonique régionale NE-SW;

Courbe 3 en pointillé : sondage électrique « transposé M-T » de la Compagnie Générale de Géophysique selon la direction NW-SE.

Dans l'état actuel de notre étude, il ne nous est pas possible de préciser le sens du pendage de cette couche conductrice. Pour déterminer ce pendage, s'il s'avérait que notre interprétation soit valable, il conviendrait d'effectuer d'autres sondages M-T ou de pratiquer le sondage géomagnétique de type « profil différentiel en temps réel » [(4), (5), (6)] dans la région de Saint-Aubin-des-Ormeaux, en alignant les stations selon la direction NE-SW sur une distance d'au moins 50 km.

La figure présente également la transposition magnétotellurique de la courbe de sondage électrique du type Schlumberger réalisé par la Compagnie Générale de Géophysique : nous avons utilisé la coupe proposée par L. Migaux, J. L. Astier, Ph. Revol en 1960 pour calculer la courbe de sondage M-T correspondante. Il faut alors remarquer l'absence de contradiction entre les interprétations du grand sondage électrique de Vendée d'une part et de notre sondage M-T « parallèle » d'autre part.

D'une part le sondage électrique a été pratiqué avec beaucoup de soins par la C. G. G. selon la technique classique Schlumberger, la courbe de sondage M-T pour l'intervalle 0,00059 à 0,14 s est la moyenne des résultats de neuf stations réparties dans un rectangle

de 6 km de longueur et de 3 km de largeur, le long côté du rectangle étant orienté NW-SE, le sondage M-T est effectué dans l'intervalle 0,5 à 500 s au moyen de deux techniques et réglages différents, d'autre part la concordance approximative entre les interprétations données par les deux types de sondages (électrique et M-T), tout cela peut nous faire croire que les résultats sont valables dans les grandes lignes et applicables à ce massif de granite de Mortagne-sur-Sèvre.

L'interprétation géologique conduit à suggérer que la couche conductrice située sous cette région de Vendée soit un lambeau de croûte de type océanique, peut-être un plan de Benioff fossile, marquant l'arrêt d'une fermeture (intracontinentale?) de plaques.

Les résultats obtenus par le sondage M-T sont encore l'objet d'une incertitude due aux difficultés d'application de la méthode. Cependant pour la partie explorée par les deux types de sondage l'accord géophysique correspond à un accord géologique. *En conclusion*, le sondage M-T, dans l'éventualité d'une interprétation durable du sondage décrit pourrait être une méthode pour prospecter ce genre de structure, plausible étant donnés les développements de la tectonique des plaques. De plus, il convient de remarquer en faveur du rendement de la méthode M-T que toute l'opération de terrain a pris 10 jours avec trois hommes, les 10 jours comprenant 2 000 km de déplacements automobiles avec les équipements et leurs installations aux stations sur le terrain, la durée d'enregistrement ainsi que l'obtention d'une première esquisse sur place de l'allure générale des résultats.

La famille Gayard du Prieuré Saint-André nous a apporté, à cette occasion, son aide et François-Hugo Fournier nous a assistés sur le terrain.

(*) Séance du 23 décembre 1974.

(1) Léon Migaux, Jean-Louis Astier et Pierre Revol, *Ann. Géophys.*, 16, n° 4, 1960, p. 555-560.

(2) Alain Jolivet et Yves Benderitter, *Résistivimètre magnéto-tellurique*, 1971, Dossier ANVAR, n° 2415-110473/8; 13, rue Madeleine-Michelis, 92200 Neuilly-sur-Seine.

(3) Michel Six, 1972. *Étude et réalisation de stations portables d'enregistrement des variations géomagnétiques UBF*, note IPG n° 45, avril 1972.

(4) Kamal Babour et Jean Mosnier, *Nouvelle méthode d'étude des anomalies magnétiques locales de type « bord de mer »*. Réunion Annuelle des Sciences de la Terre, Paris, 19-22 mars 1973, *Ann. Géophys.*, 29, fasc. 2, 1973, p. 171-178.

(5) Jean Mosnier, *Nouveau type de sondage magnétique profond* (2e Réunion Annuelle des Sciences de la Terre, Pont-à-Mousson, Nancy, 22-26 avril, 1974).

(6) Jean Mosnier et Kamal Babour, *Étude des anomalies magnétiques du type « bord de mer »* (Second Workshop on Electromagnetic Induction in the Earth, Ottawa, 22-28 août 1974).

H. F. :
Laboratoire de Géomagnétisme
du Centre de Recherches Géophysiques,
24, *rue Lhomond*,
75231 Paris Cedex 05;

Y. B. :
Centre de Recherches Géophysiques,
58150 *Garchy Pouilly-sur-Loire*;

J. F. :
Instituto de Fisica Cosmica,
Avda Mitre 3100,
San Miguel, Argentina.

COMPTES RENDUS HEBDOMADAIRES DES SÉANCES DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES

CONTENTS

VOLUME 280 — SECTION B

No. 7 — SESSION OF FEBRUARY 17th 1975

Hydraulics

A Study on the Random Aspect of Spheric Particles Carried off by a Turbulent Flow, by Yves Fanjeau, Francis Castanie, Jean Gruat and Francis Valentian 145

There is a striking point τ_{0e} for the shear stress on the bed of the channel from which particles submitted to the action of a turbulent flow are carried off; this striking point being a constant for grains of same shape and size and exposing the same surface to the stream. The shear stress τ_{0e} at the point (x_i, y_i) varies with time and particles will be carried away at (x_i, y_i) if $\tau_{0i} > \tau_{0e}$. In the following work our purpose is to define a law concerning the removal of particles by the stream in relation with the time taken by particles submitted to a turbulent stream.

Resistance of Materials

On the Study of Some Parameters Involved During the Impact of a Rigid Punch on a Viscoelastic Half-Space, by Jean-Luc Lataillade and Jean Pouyet 149

An experimental device is presented to study the mechanical behaviour of a hard viscoelastic solid, submitted to the impact of a rigid spherical punch, in the temperature range —25, + 90°C. For each experimental run performed on a quasi semi-infinite hard PVC viscoelastic material the coefficient of restitution, the duration of impact and the maximum of penetration depth are measured.

The comparison with the periodic dynamic test method has been proved to be fairly good, as long as the kinetic energy of the projectile does not exceed 170 mJ.

Soil Mechanics

On the Identification of Elastoplastic Isotropic Constitutive law: Optimisation Method and Accuracy of Obtained Results, by Jean-Michel Terriez 153

We give a method concerning the identification of elastoplastic constitutive laws involved in Sawczuk's and Stutz's theory. We point out the precision obtained, taking into account the numerical and experimental errors introduced by the method and the experimental apparatus.

Thermodynamics

Experiments on a Sustained Chemical Dissipative System. An Illustration of Thermodynamical Time, by Adolphe Pacault, Patrick de Kepper and Patrick Hanusse 157

We present an experimental chemical dissipative system composed of a suitable chemical reactor and a periodical chemical reaction which is, by this means, completely sustained. In this system, we can observe several stationary states as well as transitions between them. The evolution of the system is recorded by several means, such as spectroscopy, electrochemical potential, and temperature. A true thermodynamical clock is driven by the chemical oscillator, so defining a thermodynamical time.

Ultrasonics

Application of Light Diffraction by Ultrasonic Waves to Circumferential Waves Observation, by Alain Faure, Gérard Maze and Jean Ripoche..... 163

Rayleigh-type wave is shown to exist on the surface of a metallic revolution cylinder, when an ultrasonic beam is incident at the critical angle on its immersed part.
An optical method is used to determine the wave velocity.

Gas Discharge

Transition Leader Corona-Leader for Long Air Gaps, by Max Goldman and Gérard Berger.. 167

Prebreakdown phenomena of long airgaps are generally described as the following sequence : the first corona effect, which can be separated in two components (the streamertip and the corona channel), a dark period, the leader growth and propagation and arc-transition. The leader features depend on the large corona discharge (streamertip, leader corona channel) at its tip which provides energy for propagation and high conductivity.

Inside the channel behind the streamertip, Marode has shown the electronic attachment is the predominent process. We try to explain the leader corona-leader transition by a new ionization process : the ionic heating of the leader corona channel leads to the electron detachment from negative ions since a temperature over 1,000°K can be derived from the leadertip.

Electrotechnology

A Study of Unsteady Phenomena in Linear Foucault (Eddy) Current Machines, by Jean-Luc Giovachini, Charles-Henri Broussaud and Jean-Pierre Pascal..... 171

The theory described in this paper presents the results derived from the calculation of the forces created by a linear relative unsteady motion between a rigid carrying steady D. C. current plane circuit and a rigid, very thick, conducting plate, with two infinite faces parallel to the circuit. Calculations with constant accelerations have been achieved and an experiment is described. The effect of the acceleration on the electromagnetic scaling is also studied.

Molecular Spectroscopy

Vibration-rotation linewidths and shifts in the fundamental band of hydrogen chloride broadened by Argon at low temperatures, by Jean-Pierre Houdeau, Maurice Larvor and Claude Haeusler..... 175

Linewidths and shifts in the fundamental band of $H^{35}Cl$ broadened by Argon (up to 5 bars) at low temperatures (between 298 and 163 K) are presented. For all temperatures the measurements allowed us to obtain the variation of halfwidths and lineshifts, for one bar of Argon, with the rotational quantum number and their evolutions with the temperature.

Solid State Physics

The Influence of Heat Treatment on the Cation Distribution in Fe_2MgO_4-$TiMg_2O_4$ *Solid Solutions. Determination of the Relative* Mg^{2+}-Fe^{3+} *Site Interchange Energy*, by Jean-Paul Mangeot, Claude Zeller and Joseph Bolfa..... 179

The cation distribution determined from magnetic or crystallographic measurements has been used to obtain the relative site interchange energy for one Mg^{2+} ion in site B and one Fe^{3+} ion in site A. The expression of this energy contains two terms, one θ_0 is characteristic of the interchange Fe^{3+}/Mg^{2+} when Fe^{3+} is equally distributed between the two sites, the other $\theta_1 z$ takes into account changes in departures from the iron equipartition.

Surfaces

Co-Adsorption of Oxygen and Nitrogen on Polycrystalline Tungsten, by Jean Lepage and Daniel Paulmier. 183

The co-adsorption of oxygen on a tungsten surface is investigated. For a wide range of coverage and under various experimental conditions the relation between the coverage of preadsorbed oxygen θ_{O_2} and the quantity of nitrogen adsorbed at saturation $q_{(\beta)}$ is a linear relation. Thermal desorption spectra of nitrogen chimisorbed on tungsten after some activation process exhibit anomalous temperature shifts for the β state. The shifts are explained by oxygen and nitrogen co-adsorption. It is found that the amount of activated nitrogen chimisorbed on tungsten q_t-q_0 (β) is proportional to the oxygen coverage θ_{O_2}.

Fluids

Williams Instability in a Poiseuille Flow : Experiments, by Étienne Guyon and Pawel Pieranski... 187

A recent prediction by de Gennes (1) has indicated that the threshold of the classical electrohydrodynamic Williams instabilities in nematics should be increased in the presence of a flow perpendicular to the axis of the rolls. This effect and the decrease of the wave length of the convective rolls as the flow velocity increases are well described from experiments on M. B. B. A. A new convective mode involving rolls along the unperturbed director axis and a strong hysteresis is obtained for finite amplitudes of the distortion.

Magnetic Susceptibility of Saturated Mixtures of Helium-3 in Superfluid Helium-4, by Aline Ghozlan and Éric Varoquaux 189

The magnetic susceptibility of dilute ^{3}He-^{4}He mixtures has been measured along the phase separation curve at low pressures. The values for the interaction potential parameters obtaned from these data check well with those deduced from other thermodynamic measurements.

Astrophysics

The Outburst of the Star HD 200 120, by Michel Duval, Marie Lacoarret, Renée Herman and Henri Hubert 193

Earth Magnetism

Influence of the Polarity of the Interplanetary Magnetic Field on the Annual and Diurnal Variations of the Magnetic Activity, by Annick Berthelier 195

The annual variation of the magnetic activity has a maximum near the Spring equinox for a negative polarity, and near the Fall equinox for a positive polarity. In both cases, this corresponds to a maximum of the average value of the angle between the dipole axis and the azimuthal component B_ϕ of the interplanetary magnetic field. The diurnal variation of activity has been analysed in order to confirm that the increase of activity is related to an increase of this angle. Around the equinoxes the maxima indeed occur at the times expected from this hypothesis. Around the solstices, we observe shifts of the times of the maxima that can be explained by the influence of the McIntosh effect.

Atmosphere

Measurements of Minor Constituents Concentrations in the Stratosphere, by André Marten and Yves Chauvel 199

From far-infrared emission spectrometry measurements, the authors present concentration data concerning several chemical species of interest in the lower stratosphere.

COMPTES RENDUS HEBDOMADAIRES DES SÉANCES DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES

TABLE DES ARTICLES

TOME 280 — N° 7 — SÉRIE B — SCIENCES PHYSIQUES

Séance du **17** février **1975**

PARTIE SCIENTIFIQUE

Hydraulique

Étude de l'aspect aléatoire de la mise en mouvement de particules sphériques par un écoulement turbulent, par MM. *Yves Fanjeau, Francis Castanie, Jean Gruat* et *Francis Valentian*..... 145

Résistance des matériaux

Sur l'étude de quelques paramètres dynamiques du polychlorure de vinyle lors d'un choc visco-élastique, par MM. *Jean-Luc Lataillade* et *Jean Pouyet*..... 149

Mécanique des sols

Sur l'identification de lois de comportement élasto-plastiques isotropes : méthode d'optimisation et précision obtenue, par M. *Jean-Michel Terriez*..... 153

Thermodynamique

Description d'un système chimique dissipatif. Illustration d'un temps thermodynamique, par M. *Adolphe Pacault, Patrick de Kepper* et *Patrick Hanusse*..... 157

Ultrasons

Application de la diffraction de la lumière par des ondes ultrasonores à l'observation d'ondes circonférentielles, par MM. *Alain Faure, Gérard Maze* et *Jean Ripoche*..... 163

Décharge dans les gaz

Étude de la transition « canal-filament » des décharges électriques à grande distance dans l'air, par MM. *Max Goldman* et *Gérard Berger*..... 167

Électrotechnique

Contribution à l'étude des machines à courants de Foucault par mise en évidence théorique et expérimentale de l'influence des phénomènes instationnaires et de l'intervention de l'accélération dans les lois de similitude, par MM. *Jean-Luc Giovachini, Charles-Henri Broussaud* et *Jean-Pierre Pascal*..... 171

Spectroscopie moléculaire

Étude à basse température des largeurs et des déplacements des raies rovibrationnelles de la bande fondamentale du gaz chlorhydrique comprimé par l'argon, par MM. *Jean-Pierre Houdeau, Maurice Larvor* et *Claude Haeusler*..... 175

Physique des solides

Influence du traitement thermique sur la distribution cationique de la solution solide Fe_2MgO_4-$TiMg_2O_4$. Détermination de l'énergie de migration relative à l'échange Mg^{2+}-Fe^{3+}, par MM. *Jean-Paul Mangeot, Claude Zeller* et *Joseph Bolfa*..... 179

Physique des surfaces

Influence de l'oxygène sur l'adsorption de l'azote à la surface du tungstène polycristallin, par MM. *Jean Lepage* et *Daniel Paulmier*..... 183

Physique des liquides

Instabilités de Williams en présence d'un écoulement : expériences, par MM. *Étienne Guyon* et *Pawel Pieranski*..... 187

Mécanique statistique des solutions saturées d'hélium-3 dans l'hélium-4 au voisinage du zéro absolu, par M^lle *Aline Ghozlan* et M. *Éric Varoquaux*..... 189

Astrophysique

Une explosion de l'étoile HD 200 120, par M. *Michel Duval*, M^lle *Marie Lacoarret*, M^me *Renée Herman* et M. *Henri Hubert*..... 193

Magnétisme terrestre

Influence de la polarité du champ magnétique interplanétaire sur la variation annuelle et sur la variation diurne de l'activité magnétique, par M^me *Annick Berthelier*. 195

Physique atmosphérique

Mesures des concentrations de constituants minoritaires dans la stratosphère, par MM. *André Marten* et *Yves Chauvel*..... 199

COMPTES RENDUS HEBDOMADAIRES DES SÉANCES DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES

TABLE DES ARTICLES

TOME 280 — N° 7 — SÉRIE B — SCIENCES PHYSIQUES

Séance du **17** février **1975**

AUTEURS

BERGER (Gérard). — Voir *Goldman* (*Max*)..... 167

BERTHELIER (M^me^ Annick). — Influence de la polarité du champ magnétique interplanétaire sur la variation annuelle et sur la variation diurne de l'activité magnétique..... 195

BOLFA (Joseph). — Voir *Mangeot* (*Jean-Paul*) et *divers*..... 179

BROUSSAUD (Charles-Henri). — Voir *Giovachini* (*Jean-Luc*) et *divers*..... 171

CASTANIE (Francis). — Voir *Fanjeau* (*Yves*) et *divers*. 145

CHAUVEL (Yves). — Voir *Marten* (*André*)..... 199

DUVAL (Michel), M^lle^ Marie LACOARRET, M^me^ Renée HERMAN et M. Henri HUBERT. — Une explosion de l'étoile HD 200 120..... 193

FANJEAU (Yves), Francis CASTANIE, Jean GRUAT et Francis VALENTIAN. — Étude de l'aspect aléatoire de la mise en mouvement de particules sphériques par un écoulement turbulent..... 145

FAURE (Alain), Gérard MAZE et Jean RIPOCHE. — Application de la diffraction de la lumière par des ondes ultrasonores à l'observation d'ondes circonférentielles..... 163

GHOZLAN (M^lle^ Aline) et Éric VAROQUAUX. — Mécanique statistique des solutions saturées d'hélium-3 dans l'hélium-4 au voisinage du zéro absolu. 189

GIOVACHINI (Jean-Luc), Charles-Henri BROUSSAUD et Jean-Pierre PASCAL. — Contribution à l'étude des machines à courants de Foucault par mise en évidence théorique et expérimentale de l'influence des phénomènes instationnaires et de l'intervention de l'accélération dans les lois de similitude..... 171

GOLDMAN (Max) et Gérard BERGER. — Étude de la transition « canal-filament » des décharges électriques à grande distance dans l'air..... 167

GRUAT (Jean). — Voir *Fanjeau* (*Yves*) et *divers*..... 145

GUYON (Étienne) et Pawel PIERANSKI. — Instabilités de Williams en présence d'un écoulement : expériences..... 187

HAEUSLER (Claude). — Voir *Houdeau* (*Jean-Pierre*) et *divers*..... 175

HANUSSE (Patrick). — Voir *Pacault* (*Adolphe*) et *divers*..... 157

HERMAN (M^me^ Renée). — Voir *Duval* (*Michel*) et *divers*..... 193

HOUDEAU (Jean-Pierre), Maurice LARVOR et Claude HAEUSLER. — Étude à basse température des largeurs et des déplacements des raies rovibrationnelles de la bande fondamentale du gaz chlorhydrique comprimé par l'argon..... 175

HUBERT (Henri). — Voir *Duval* (*Michel*) et *divers*... 193

KEPPER (Patrick de). — Voir *Pacault* (*Adolphe*) et *divers*..... 157

LACOARRET (M^lle^ Marie). — Voir *Duval* (*Michel*) et *divers*..... 193

LARVOR (Maurice). — Voir *Houdeau* (*Jean-Pierre*) et *divers*..... 175

LATAILLADE (Jean-Luc) et Jean POUYET. — Sur l'étude de quelques paramètres dynamiques du polychlorure de vinyle lors d'un choc visco-élastique... 149

LEPAGE (Jean) et Daniel PAULMIER. — Influenc de l'oxygène sur l'adsorption de l'azote à la surface du tungstène polycristallin..... 183

MANGEOT (Jean-Paul), Claude ZELLER et Joseph BOLFA. — Influence du traitement thermique sur la distribution cationique de la solution solide Fe_2MgO_4-$TiMg_2O_4$. Détermination de l'énergie de migration relative à l'échange Mg^{2+}-Fe^{3+} 179

MARTEN (André) et Yves CHAUVEL. — Mesures des concentrations de constituants minoritaires dans la stratosphère 199

MAZE (Gérard). — Voir *Faure* (*Alain*) et *divers* 163

PACAULT (Adolphe), Patrick de KEPPER et Patrick HANUSSE. — Description d'un système chimique dissipatif. Illustration d'un temps thermodynamique. 157

PASCAL (Jean-Pierre). — Voir *Giovachini* (*Jean-Luc*) et *divers* 171

PAULMIER (Daniel). — Voir *Lepage* (*Jean*) 183

PIERANSKI (Pawel). — Voir *Guyon* (*Etienne*) 187

POUYET (Jean). — Voir *Lataillade* (*Jean-Luc*) 149

RIPOCHE (Jean). — Voir *Faure* (*Alain*) et *divers* 163

TERRIEZ (Jean-Michel). — Sur l'identification de lois de comportement élastoplastiques isotropes : méthode d'optimisation et précision obtenue 153

VALENTIAN (Francis). — Voir *Fanjeau* (*Yves*) et *divers* 145

VAROQUAUX (Éric). — Voir *Ghozlan* (M^lle *Aline*). 189

ZELLER (Claude). — Voir *Mangeot* (*Jean-Paul*) et *divers* 179

NOTES DES MEMBRES ET CORRESPONDANTS ET NOTES PRÉSENTÉES OU TRANSMISES PAR LEURS SOINS

HYDRAULIQUE. — *Étude de l'aspect aléatoire de la mise en mouvement de particules sphériques par un écoulement turbulent.* Note (*) de MM. **Yves Fanjeau**, **Francis Castanie**, **Jean Gruat** et **Francis Valentian**, transmise par M. Léopold Escande.

Il existe un seul τ_{0c}, tension tangentielle sur le fond, à partir duquel des particules soumises à l'action d'un écoulement turbulent se mettent en mouvement; ce seuil τ_{0c} étant une constante pour des grains de même forme, de même dimension et ayant même exposition à l'écoulement. La tension tangentielle τ_0 au point (x_t, y_t) varie dans le temps et il y aura départ de particules en (x_t, y_t) si $\tau_{0t} > \tau_{0c}$; dans ce qui suit, nous nous proposons de définir une loi de départ en fonction du temps de N_0 particules soumises à un écoulement turbulent.

1. Étude théorique. Processus exhaustif d'arrachements. — 1.1. *Notations et hypothèses.* — Désignons par $\tau_{0j}(t)$, $j = 1, 2, \ldots, N_0$, l'ensemble des processus représentant la turbulence aux points $(x_1, y_1) \ldots (x_{N_0}, y_{N_0})$.

Ces processus seront supposés statistiquement indépendants (H_1) et nous noterons :

$$\mathscr{P}_j(t) = \text{Prob}\left[\tau_{0j}(t) < \tau_{0c},\ \tau_{0j}(t+dt) > \tau_{0c}\right],$$

la probabilité pour que $\tau_{0j}(t)$ dépasse τ_{0c} entre t et $t+dt$.

Sous des hypothèses toujours vérifiées pour des phénomènes physiques, on peut montrer avec Rice que pour des processus stationnaires :

$$\text{(i)} \qquad \mathscr{P}_j(t) = \lambda\, dt = \mathscr{P}_j \qquad \text{avec} \quad \lambda \in \mathbf{R}^+.$$

Proposons-nous de déterminer l'ensemble des probabilités Prob [k départs de particules dans $\{ t = 0, t+\theta \}$] sachant qu'il y avait N_0 particules à $t = 0$ que nous noterons $P_k^{N_0}(\theta)$.

1.2. *Détermination de* $P_k^{N_0}(\theta)$. — La probabilité pour que la particule j seule parte entre $(t, t+d\theta)$ compte tenu de (H_1) est égale à $\mathscr{P}_j \prod_{i \neq j} (1-\mathscr{P}_i)$ qui peut s'écrire, grâce à (i) :

$$\mathscr{P}_j \prod_{i \neq j} (1-\mathscr{P}_i) \simeq \mathscr{P}_j$$

à des infiniment petits d'ordre supérieur à 1.

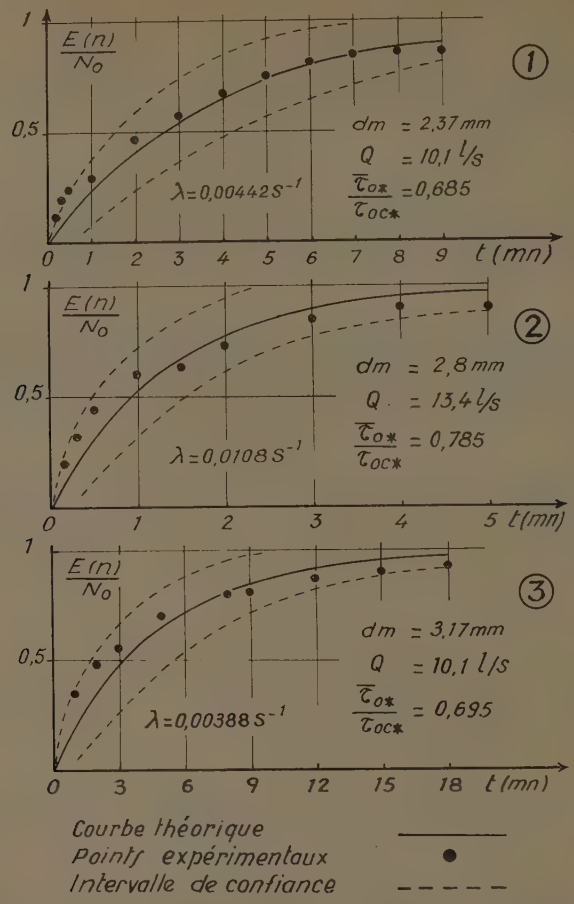
D'où

$$\text{(ii)} \qquad \begin{cases} P_1^{N_0}(d\theta) = \displaystyle\sum_{j=0}^{N_0-1} \mathscr{P}_j \simeq \lambda N_0\, d\theta, \\ \text{et} \\ P_0^{N_0}(d\theta) = 1 - \lambda N_0\, d\theta. \end{cases}$$

Ces deux expressions nous permettent d'obtenir une équation différentielle dont la solution est le terme général $P_k^{N_0}(\theta)$.

— D'après le théorème des probabilités totales et compte tenu de l'indépendance des événements, on obtient :

$$P_k^{N_0}(\theta+d\theta) = P_k^{N_0}(\theta).P_0^{N_0-k}(d\theta) + P_{k-1}^{N_0}(\theta).P_1^{N_0-k+1}(d\theta) + \ldots + P_{k-q}^{N_0}(\theta).P_q^{N_0-k+q}(d\theta) + \ldots$$



A des infiniment petits d'ordre supérieur à 1, on obtient, à l'aide de (ii) :

$$P_k^{N_0}(\theta+d\theta) \simeq P_k^{N_0}(\theta)\left[1-(N_0-k)\lambda\, d\theta\right]+P_{k-1}^{N_0}(\theta)\left[N_0-k+1\right]\lambda\, d\theta,$$

soit en passant à la limite ($d\theta \to 0$), l'équation différentielle

$$\text{(iii)} \qquad P_k'^{N_0}(\theta)+\lambda(N_0-k)P_k^{N_0}(\theta)=\lambda\left[N_0-k+1\right]P_{k-1}^{N_0}(\theta),$$

équation différentielle récurrente qui permet de déterminer successivement, à partir de $P_0^{N_0}(\theta)$, la solution générale $P_k^{N_0}(\theta)$.

Nous avons trouvé, pour solution de (iii) :

$$\text{(iv)} \qquad \boxed{P_{\substack{k\\ k<N_0}}^{N_0}(\theta) = C_{N_0}^k\, e^{-\lambda N\theta}(e^{\lambda\theta}-1)^k.}$$

Cette équation permet de connaître l'évolution du phénomène du début de charriage à partir de la seule donnée, à l'instant pris comme origine des temps du nombre initial N_0 de particules. En effet, il est possible de déterminer les caractéristiques essentielles de ce processus, à savoir le taux moyen de départs en fonction du temps et la variance de ce taux pour déterminer les intervalles de confiance associés à des mesures.

a. Taux moyen de départ en fonction du temps. — Désignons par $n_{N_0}(\theta)$, le nombre de particules mises en mouvement à l'instant $t+\theta = \theta$ sachant que le nombre de particules à l'instant $t = 0$ était N_0 : $n_{N_0}(\theta)$ est une variable aléatoire discrète pouvant prendre les états 0, 1, ..., N_0 avec les probabilités $P_0^{N_0}(\theta)$, ..., $P_{N_0}^{N_0}(\theta)$ données par la relation (iv).

La fonction caractéristique s'écrit donc :

$$\Phi_{N_0}(u) = \sum_{k=0}^{N_0} C_{N_0}^k e^{-\lambda N_0 \theta}(e^{\lambda\theta}-1)\, e^{iuk},$$

d'où le taux moyen de départs :

(v) $$\boxed{E\left[\frac{n_{N_0}(\theta)}{N_0}\right] = 1-e^{-\lambda\theta}.}$$

b. Variance. — Cette variance a pour expression :

(vi) $$\operatorname{var}\left[\frac{n_{N_0}(\theta)}{N_0}\right] = e^{-\lambda\theta}(1-e^{-\lambda\theta})$$

et il est aisé de montrer que cette variance passe par un maximum pour $\theta = (1/\lambda)\log 2$, soit pour

$$\frac{n_{N_0}(\theta)}{N_0} = \frac{1}{2}.$$

2. Étude expérimentale : Objet et résultats. — L'étude expérimentale, réalisée sur une installation spécialement conçue, s'est attachée, dans un premier stade, à vérifier la validité de la loi (iv).

Les résultats expérimentaux obtenus — résumés sur les graphes 1, 2 et 3 — semblent coïncider de façon correcte avec la loi théorique proposée; nous notons cependant un écart systématique entre théorie et expérience, écart qui semble lié au fait que considérer le coefficient λ comme constant n'est qu'une première approximation; cette approximation semble justifiée, car elle rend bien compte du phénomène observé.

Le coefficient λ peut s'interpréter physiquement comme étant une fréquence moyenne — au sens statistique du terme — de dépassement du seuil de mise en mouvement et est directement lié aux caractéristiques de la turbulence de l'écoulement.

(*) Séance du 16 décembre 1974.

Institut de Mécanique des fluides,
Laboratoire associé au C. N. R. S. n° 5,
Groupe application des processus stochastiques
à l'électronique (G. A. P. S. E.),
2, *rue Charles-Camichel,*
31071 *Toulouse Cedex.*

RÉSISTANCE DES MATÉRIAUX. — *Sur l'étude de quelques paramètres dynamiques du polychlorure de vinyle lors d'un choc visco-élastique.* Note (*) de MM. **Jean-Luc Lataillade** et **Jean Pouyet**, transmise par M. Robert Mazet.

Nous présentons un dispositif spécial permettant de caractériser un matériau visco-élastique, soumis à une déformation localisée par choc, pour différentes températures d'essai. Les pertes relatives d'énergie enregistrées lors du choc sont comparées à celles qu'on relève dans un essai harmonique à fréquence équivalente.

Parmi les nombreux essais transitoires brefs que l'on peut mettre en œuvre pour étudier les propriétés dynamiques des matériaux macromoléculaires, nous avons retenu l'essai au choc, réalisé sur un massif visco-élastique semi-infini avec un pénétrateur sphérique de dimensions réduites, qui provoque lors de la collision une déformation localisée au

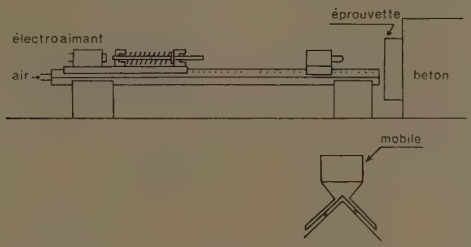


Fig. 1. — Dispositifs d'essai au choc.

point d'impact. Ce type d'expérience paraît intéressant pour étudier les matériaux visco-élastiques car il met effectivement en jeu leurs capacités de résilience et de recouvrance; on doit par ailleurs noter la facilité avec laquelle on peut atteindre de grandes vitesses de déformation, avec un montage simple.

A partir de la mesure de certains paramètres : coefficient de restitution (e), temps de contact global (T_C) et pénétration maximale (X_{max}), on peut déterminer pour différentes températures de l'échantillon, les propriétés d'amortissement et dans certaines conditions la dureté dynamique du matériau testé (polychlorure de vinyle) en fonction de la vitesse d'impact (V_i) du projectile.

La dureté dynamique (P_{dyn}) peut être définie comme le rapport de l'énergie fournie au volume maximal déformé ([1]), M et R étant respectivement la masse et le rayon du pénétrateur :

$$P_{dyn} = \frac{2MV_i^2(1-e^2)}{\pi R x_{max}^2}. \quad (1)$$

Cas d'un solide de Maxwell. — En souscrivant aux mêmes hypothèses que celles du choc hertzien ([2]), l'équation du mouvement se transpose au cas visco-élastique par le biais des produits de convolution de Riemann-Stieljes ([3]). On sépare toutefois la phase de charge de la phase de restitution, car le rayon $a(t)$ de la calotte de contact passe par un maximum à l'instant t_m.

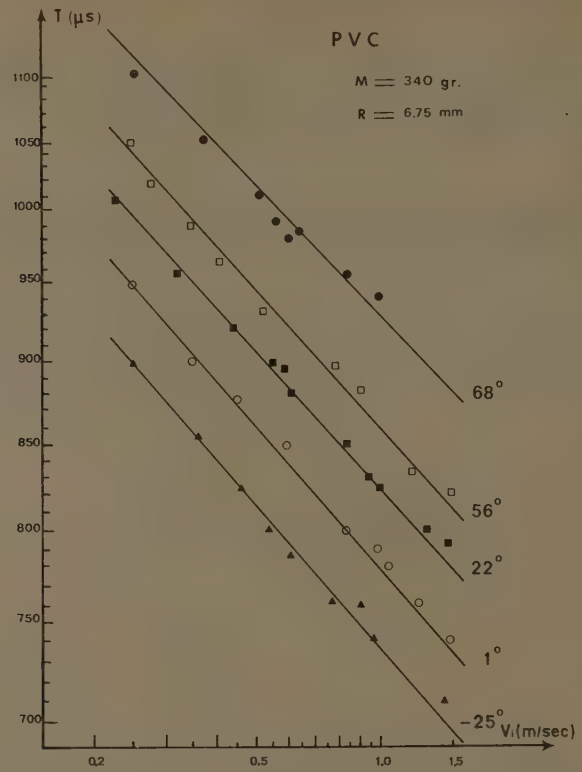


Fig. 2. — Temps de contact T global en fonction de la vitesse d'impact V_i à diverses températures.

En adoptant pour le corps testé un modèle simple de Maxwell, on montre qu'à la seule condition que la durée de contact soit faible devant le temps de relaxation τ, on a

$$1-e=\frac{4}{9}\frac{T_c}{\tau}, \tag{2}$$

$$x_{max}=\frac{V_i T_c}{2{,}94}[1+0{,}195(1-e)] \tag{3}$$

et par voie de conséquence :

$$P_{dyn}=\frac{8M(1{,}47)^2}{RT_c^2}\,\frac{(1-e^2)}{1+0{,}390(1-e)}.$$

Dispositif expérimental. — La figure 1 représente le schéma d'ensemble. Nous avons mis au point [(4), (5)] un dispositif utilisant un aérobanc rectiligne qui permet de sustenter le projectile; celui-ci est constitué par un petit parallèlèpipède d'acier, muni à une extrémité d'une bille en carbure de tungstène, et repose sur un cavalier dont le profil s'adapte à celui de la glissière à air. Le mobile est propulsé par la détente d'un ressort dont la flèche initiale, imposée par une électro-aimant, détermine la vitesse de lancement. L'éprouvette

d'essai taillée dans un rondin de 100 mm de diamètre, sur une épaisseur de 40 mm est plaquée contre une lourd massif de réaction en béton. Une cellule thermique, solidaire du système de serrage enveloppe l'échantillon et permet de le thermostater au degré près, entre —30°C et 90°C.

— La vitesse d'impact V_i, de même pour la vitesse de restitution V_R, se mesure avec un capteur opto-électronique à fibres de verre. La réflexion lumineuse sur une face latérale du mobile, lors de son passage devant la tête de détection, provoque un créneau de tension qui commande un intervallomètre à affichage numérique.

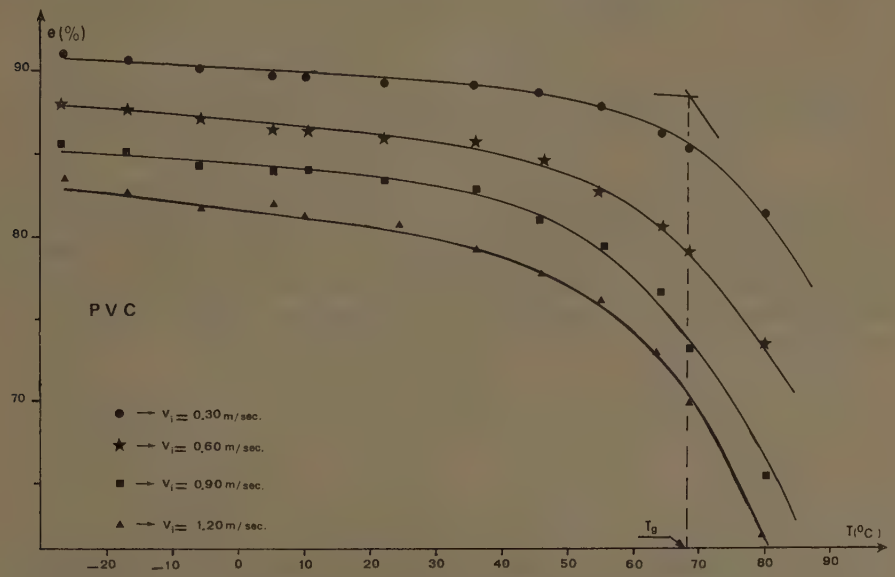


Fig. 3. — Coefficient de restitution en fonction de la température.

— La mesure de l'enfoncement du pénétrateur dans le massif s'effectue avec un capteur inductif de proximité, fait de deux inductances variables montées sur deux bras adjacents d'un pont alimenté par une fréquence porteuse à 100 kHz.

— La détermination du temps de contact est réalisé par fermeture de porte d'un chronomètre électronique lors du contact projectile-échantillon. (Pour ce faire la surface préalablement polie de l'échantillon a été métallisée avec un alliage Cu-Ni par pulvérisation cathodique.)

RÉSULTATS. — *a. Temps de contact en fonction de la vitesse d'impact* (*fig.* 2). — Les courbes tracées en coordonnées bilogarithmiques sont les droites parallèles de pente —0,2. Dans la gamme de température explorée, et pour des vitesses d'impact inférieures à 150 cm/s la loi de variation est celle du choc élastique : $T_C = KV^{-1/5}$. Pour des vitesses identiques les modifications des temps de contact semblent plus accusées quand on passe de 56 à 68°C que de 22 à 56°C.

Cela est dû au fait que le polychlorure de vynile subit une transition vitreuse à la température $t_g = 68$°C, que nous avons mise en évidence par ailleurs grâce à un essai de propagation longitudinale ([6]).

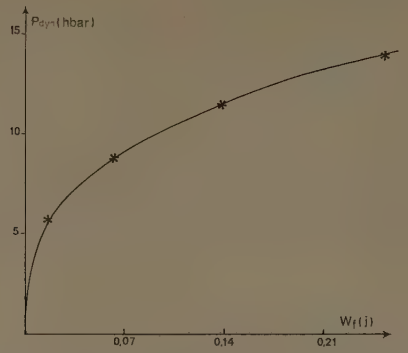


Fig. 4. — Résistance dynamique du polychlorure de vinyle en fonction de l'énergie fournie.

b. Coefficient de restitution (*fig.* 3). — En portant directement le coefficient de restitution en fonction de la température on retrouve bien $T_g = 68°C$. La comparaison des pertes relatives $\Delta W/W$ déterminées à partir de l'essai au choc $[(1-e^2)/e^2]$ et de celles que l'on mesure dans un essai harmonique $[\pi\, t_g\, \delta]$ fait apparaître une bonne concordance tant que la vitesse d'impact n'excède par 50 cm/s, et en deça de la température de transition vitreuse :

TABLEAU

T (°C).....	20°C		56°C		70°C	
V_i (cm/s).....	45	56	35	51	37	46
$(1-e^2)/e^2$.....	0,13	0,15	0,13	0,16	0,33	0,40
$\pi\, t_g\, \delta$.....	0,15		0,17		0,22	

— *Pénétration et résistance dynamique* (*fig.* 4). — La comparaison des valeurs de la pénétration maximale mesurées directement avec le pont inductif et des valeurs calculées à partir de e et de T_C concordait pour $T < T_g$ de sorte que la détermination dynamique peut se faire uniquement à partir de la mesure du coefficient de restitution et du temps de contact. A une vitesse d'impact donnée, nous n'avons pas décelé de variation de la dureté dynamique avec la température si bien qu'il semble suffisant pour caractériser le polychlorure de vinyle de porter la dureté dynamique en fonction de l'énergie cinétique d'impact fournie W_f, à la température ambiante.

(*) Séance du 13 janvier 1975.

(1) T. Vinh, *Sur la résistance dynamique des matériaux à la déformation localisée par choc* (*Thèse d'État* 1968, Paris).

(2) Hertz, *J. für Math.*, XVII, 2, 1881, p. 156-171.

(3) S. C. Hunter, *J. Mech. Phys, Sol.*, 8, 1960, p. 219-234.

(4) S. Lasserre, *Thèse Docteur-Ingénieur*, Bordeaux, 1973, n° 189.

(5) J. L. Lataillade, S. Lasserre et J. Pouyet, *Congrès français de Mécanique*, Poitiers, 1973.

(6) J. L. Lataillade, *Thèse de 3e cycle*, Bordeaux, 1974, n° 1142.

Université de Bordeaux I,
Département des Sciences de l'Ingénieur
Laboratoire de Mécanique physique,
33405 *Talence.*

MÉCANIQUE DES SOLS. — *Sur l'identification de lois de comportement élastoplastiques isotropes : méthode d'optimisation et précision obtenue.* Note (*) de M. **Jean-Michel Terriez**, présentée par M. Paul Germain.

Nous présentons une méthode d'identification de lois de comportement élastoplastiques de la théorie de Sawczuk et Stutz. Nous en indiquons la précision en tenant compte des erreurs numériques qu'elle introduit et des erreurs expérimentales dues à la plate-forme de mesure employée.

Les études faites sur les matériaux pulvérulents ont mis en évidence certaines caractéristiques de leur comportement élastoplastique : il semble difficile de définir un domaine élastique lors d'une première sollicitation, les cisaillements provoquent des variations de volume et la réponse du matériau est indépendante de la vitesse d'application de la charge. Les études de Roscoe et de Wack ont montré que le matériau tend vers un état critique défini par la surface critique $G(S_i) = 0$ et une densité critique ρ_c fonction des invariants S_i de l'état de contrainte ($i = 1, 2, 3$) [*cf.* ([7]) et ([8]) par exemple].

On constate cependant que les praticiens utilisent, faute de loi de comportement unique, la loi de l'élasticité linéaire pour les calculs de répartition des efforts et le schéma rigide plastique pour les calculs de résistance limite. Il s'avère donc intéressant de décrire ces deux comportements idéaux par une loi unique, valable en petites, comme en grandes déformations.

Prager, puis Thomas, ont proposé une loi de comportement de ce type pour un matériau de Misès [*cf.* ([2]) et ([6])].

S'intéressant aux sols et particulièrement aux matériaux pulvérulents, Sawczuk et Stutz proposent en ([3]), ([4]) et ([5]) une loi décrivant le passage continu et progressif d'un comportement de type élastique à un comportement de type parfaitement plastique. Conformément à cette théorie, on envisage une relation de la forme $\hat{\sigma} = f(d, \sigma, \rho)$ où σ représente le tenseur des contraintes, d le tenseur des vitesses de déformation; $\hat{\sigma}$, la dérivée de Jauman de σ et ρ, la densité.

Stutz ne retient que la forme suivante de la fonction tensorielle isotrope f :

$$\hat{\sigma} = a_0 \mathrm{I} + a_1 d + a_2 \sigma. \tag{1}$$

Les a_i sont fonctions des dix invariants des tenseurs σ et d et de la densité que l'on exprime linéairement en fonction de la vitesse de variation de volume E_1, des invariants mixtes $\bar{M} = \sigma_{ij}\, \bar{d}_{ij}$ et $\bar{N} = \bar{\sigma}_{ij}\, \bar{\sigma}_{jk}\, \bar{d}_{ki}$.

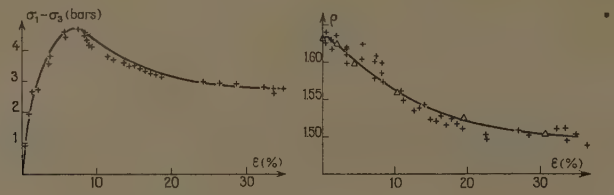
Les coefficients α_i de ces formes linéaires ne dépendent que des invariants S_i de σ et de la densité ρ. Une fois décomposée en parties isotrope et déviatoire, la loi de comportement s'écrit :

$$\begin{cases} \hat{\sigma}_{ii} = k_0 E_1 + k_3 \bar{M} + k_5 \bar{N}, \\ \hat{\bar{\sigma}}_{ij} = k_1 \bar{d}_{ij} + (k_2 E_1 + k_4 \bar{M} + k_6 \bar{N})\, \bar{\sigma}_{ij}. \end{cases} \tag{2}$$

Dans (2), les fonctions k_i dépendent des fonctions α_i introduites précédemment et de S_1. On vérifie que cette relation traduit l'état critique du matériau et qu'elle décrit son évolution, compte tenu de certaines restrictions peu limitatives : le paramètre α_2 ($= k_2$) qui

représente le couplage entre les effets isotrope et déviatoire doit être différent de zéro. L'hypothèse suivant laquelle la densité critique ρ_c n'est fonction que de S_1 a été adoptée pour l'exploitation de la théorie. Les résultats expérimentaux obtenus en vue de l'identification de la loi l'ont confirmée *a posteriori*.

La détermination des paramètres de la loi de comportement s'effectue par comparaison des courbes expérimentales ([9]) avec les courbes effort-déformation et densité-déformation théoriques.



(*a*) Courbe effort-déformation (*b*) Évolution de la densité

Fig. 1. — Pression latérale : 2 bars. Densité initiale : 1,63.

MÉTHODE D'IDENTIFICATION. — Soit : σ_1, $\sigma_2 = \sigma_3 = P_0$, les valeurs principales de la contrainte dans l'essai biaxial à pression latérale constante.

Compte tenu des hypothèses concernant le choix des fonctions α_i, les fonctions α_3, α_4, α_5, α_6 s'expriment en fonction de α_1 et α_2. En posant $T = (2/3)(\sigma_1 - \sigma_3)$ les équations de comportement conduisent au système différentiel

$$(3)\qquad \begin{cases} \dfrac{dT}{d\varepsilon} = \alpha_1 \dfrac{\left\{\begin{array}{l}(3\alpha_0+\alpha_1+3\alpha_2 P_0)\,2\sqrt{3/2} \\ \quad +T(3\sqrt{3/2}\,\alpha_2-[3\alpha_0+\alpha_1]/[\alpha_\rho(P_0+(T/2))]-(3\alpha_2/\alpha_c))\end{array}\right\}}{\left\{\begin{array}{l}2\sqrt{3/2}(3\alpha_0+\alpha_1+3\alpha_2 P_0) \\ \quad +\alpha_1\sqrt{3/2}+\alpha_1(P_0/[\alpha_\rho(P_0+(T/2))]-(1/\alpha_c))\end{array}\right\}} \\ \dfrac{d\rho}{d\varepsilon} = \rho \dfrac{3\sqrt{3/2}\,(dT/d\varepsilon)-3\alpha_1((1/\alpha_c)-(1/\alpha_\rho))}{2\sqrt{3/2}(3\alpha_0+\alpha_1+3\alpha_2 P_0)+3\sqrt{3/2}\,\alpha_2 T-\alpha_1((1/\alpha_c)-(1/\alpha_\rho))}, \end{cases}$$

où α_ρ et α_c sont définis à partir du critère d'écoulement par $(S_2)_c = \alpha_c S_1$ à l'état critique et $S_2 = \alpha_\rho S_1$ à l'état actuel du matériau. Le coefficient α_c s'exprime en fonction de l'angle de frottement critique Φ_c :

$$\alpha_c = \sqrt{\frac{2}{3}}\,\frac{2\sin\Phi_c}{3-\sin\Phi_c}.$$

Nous supposons avec Stutz que α_ρ varie linéairement en fonction de l'écart existant entre la densité actuelle du matériau et sa densité critique

$$(4)\qquad \alpha_\rho = \alpha_c(1+k(\rho-\rho_c)).$$

Nous supposons également que la fonction α_1 s'exprime en fonction du module de compressibilité isotrope α_{1I} et de l'invariant S_1 par

$$(5)\qquad \alpha_1 = \alpha_{1I} S_1^R.$$

Les courbes expérimentales montrent, que, pour un matériau pulvérulent classique, R peut être considéré comme une constante égale à 2/3.

L'identification de la loi proposée par Stutz consiste donc à déterminer les valeurs des quatre paramètres α_0, α_{1I}, α_2 et k. Pour un ensemble de valeurs (α_0, α_{1I}, α_2, k) nous obtenons deux courbes théoriques. La variation de ces paramètres nous permet de minimiser l'écart quadratique existant avec les courbes expérimentales fournies par la plate-forme de mesure.

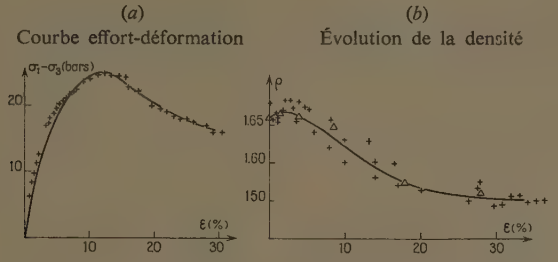


Fig. 2. — Pression latérale : 10 bars. Densité initiale : 1,66.

Pour la résolution du système différentiel (3), nous utilisons la méthode de Runge-Kutta. L'identification des courbes théoriques et des courbes expérimentales nécessitant un nombre important d'intégrations, nous avons été amenés à construire un algorithme d'optimisation de la recherche des quatre paramètres de la loi. Le calcul fournit la courbe théorique et l'écart relatif de chaque point expérimental.

Résultats. — A l'aide d'un sable calibré (granulométrie peu étendue, comprise entre 0,8 et 1 mm) nous confectionnons un échantillon cylindrique dont la densité est homogène avec une précision de l'ordre de 1 % : c'est grâce à la finesse de la mesure de densité qu'il est possible de mettre en évidence cette hétérogénéité. Nous soumettons cet échantillon à un essai biaxial à pression latérale constante sur la plate-forme de mesure. Nous obtenons, en fonction de la déformation du matériau, deux courbes expérimentales représentant d'une part l'évolution de la contrainte, d'autre part celle de la densité.

Nous présentons sur la figure 1 le couple de courbes expérimentales obtenues pour une pression latérale constante de 2 bars à partir d'un échantillon de densité moyenne initiale égale à 1,63. Les courbes dessinées en trait continu sont calculées à l'aide de la loi de comportement élastoplastique (2). L'appareil nous permet de faire, pour un état de déformation donné, une exploration complète de la densité de l'échantillon. Les densités moyennes issues de ces prospections sont indiquées sur les figures 1 et 2 au moyen de triangles.

La figure 2 est analogue et concerne un échantillon de densité moyenne initiale égale à 1,66 soumis à une pression latérale constante de 10 bars. Pour décrire son comportement, nous avons dû choisir les paramètres de la loi de la façon suivante :

$$\alpha_0 = 460 \text{ bars}, \qquad \alpha_2 = -27, \qquad k = 1{,}5, \qquad \alpha_{1I} = 52\ 1/3 \text{ bars}$$

[Comme l'indique ([5]), α_{1I} est homogène à la racine troisième d'une contrainte si R est considéré comme une constante].

Pour l'échantillon de densité 1,63 soumis à 2 bars de pression, les quatre paramètres ont été choisis respectivement égaux à 200 bars, −25, 2,7 et 48 1/3 bars.

La précision obtenue sur les points expérimentaux fournis par la plate-forme est de 0,4 %. L'erreur absolue sur le calcul théorique d'intégration est égale à 10^{-3} sur la densité, comme sur la contrainte. Les paramètres de la loi de comportement élastoplastique isotrope sont définis avec une précision de 0,5 %.

Les deux essais présentés sont extraits d'un ensemble de mesures dont les résultats semblent indiquer que les coefficients α_0, α_{11} et α_2 varient linéairement avec la densité initiale du matériau. Le paramètre α_0 semble en outre dépendre de la pression latérale.

Ces résultats laissent entrevoir la possibilité de poursuivre l'identification de la loi élastoplastique du sable utilisé dans le but de déterminer la loi de variation des paramètres en fonction de la densité initiale dans le domaine de pressions latérales 0-20 bars.

(*) Séance du 16 décembre 1974.

(1) P. Angles d'Auriac, *La Houille blanche*, 5, 1970, p. 427.
(2) W. Prager, *Proc. 5th Int. Conf. Appl. Mech. Cambridge*, 1938.
(3) A. Sawczuk et P. Stutz, *Z. A. M. P.*, 19, 1968.
(4) P. Stutz, *Thèse de Doctorat ès Sciences*, Grenoble, 1972.
(5) P. Stutz, *Sc. et Techn. de l'Armement*, 47, 2e fasc., 1973.
(6) T. Y. Thomas, *Proc. Nat. Acad. Sci. U. S.*, 41/720-726, 1955.
(7) B. Wack, *Thèse de Doctorat ès Sciences*, Grenoble, 1968.
(8) B. Wack, *Bull. Direct. Études Rech. E. D. F.*, A, n° 2, 1969.

(9) Les courbes expérimentales sont obtenues grâce à une plate-forme d'essai biaxial spécialement adaptée et mise au point à la suite des travaux de M. B. Wack (cf. *Comptes rendus*, 265, série A, 1967, p. 437), par MM. Bolcato, Commandeur, Guelin, Seaume et Terriez.

Le principe de la mesure de la densité est fondé sur l'atténuation d'un faisceau de rayons γ (une source de rayonnement et un photomultiplicateur permettent la mesure de la masse surfacique du matériau pris en compte par le faisceau).

L'appareil comporte un dispositif de télémétrie original, permet la rotation de l'échantillon et recèle de nombreuses améliorations mécaniques relativement à une plate-forme primitive réalisée par Wack. La pression latérale imposée peut atteindre 30 bars.

La mise en œuvre d'un procédé d'antifrettage des extrémités de l'échantillon de matériau est possible.

La télémétrie optique permet d'obtenir une précision de 0,4 % sur la mesure de la densité.

Institut de Mécanique de Grenoble,
B. P. n° 53, Centre de tri,
38041 *Grenoble Cedex*.

THERMODYNAMIQUE. — *Description d'un système chimique dissipatif. Illustration d'un temps thermodynamique.* Note (*) de M. **Adolphe Pacault**, Correspondant de l'Académie des Sciences, **Patrick de Kepper** et **Patrick Hanusse**.

On présente un dispositif expérimental permettant l'étude d'un système dissipatif formé d'un réacteur approprié, siège d'une réaction chimique périodique dans le temps et totalement entretenue. On détecte, par divers moyens, plusieurs états stationnaires et divers types de transitions entre eux. Une véritable horloge thermodynamique est actionnée par l'oscillateur chimique, définissant ainsi un temps thermodynamique.

L'évolution d'une réaction chimique en milieu homogène est généralement monotone. Il existe cependant un petit nombre de réactions au cours desquelles la concentration de certaines espèces chimiques est une fonction périodique du temps [(1) à (7)].

A une exception près (4), le système, réactifs et réacteur, est fermé ou, s'il est ouvert, le potentiel chimique des espèces entrantes ou sortantes n'est pas contrôlé. Théoriquement, de tels systèmes ne peuvent évoluer que vers un état d'équilibre, et l'existence d'oscillations entretenues y est exclue. L'observation d'oscillations amorties n'est possible, dans de tels systèmes, que parce qu'ils simulent des systèmes ouverts durant la période initiale où les réactifs sont à des concentrations très différentes de celles de l'état d'équilibre. Une expérimentation satisfaisante des réactions chimiques périodiques est donc fondamentalement liée à la mise en œuvre d'un réacteur approprié qui, avec la réaction chimique, forme le système dissipatif.

Le système dissipatif que nous décrivons est constitué par la réaction de T. S. Briggs et W. C. Rauscher (5) et un réacteur permettant de contrôler les contraintes imposées à ce système par le milieu extérieur.

Le dispositif expérimental comprend :

1° le réacteur proprement dit, siège de la réaction chimique, muni, à sa base, d'orifices permettant l'injection des espèces contrôlées, d'un trop-plein permettant de maintenir constant le volume réactionnel, d'un agitateur, de deux fenêtres planes parallèles en vue d'une détection spectroscopique, de deux électrodes (calomel-platine ou électrode spécifique à ions I^-) pour la détection potentiométrique, et enfin d'un thermocouple;

2° des flacons, thermostatés à la température T_0, à 10^{-2}°C près, contenant les réactifs à des concentrations connues;

3° des pompes péristaltiques assurant le contrôle des flux de réactifs;

4° des détecteurs : un spectrographe calé sur une longueur d'onde et permettant de doser une espèce chimique, par exemple l'iode I_2; un enregistreur du potentiel électrochimique et un amplificateur compteur spécialement construit pour fournir une mesure digitale de la fréquence du potentiel aux bornes des électrodes, qui est envoyée à une perforatrice de bande facilitant un traitement sur ordinateur; un thermocouple chromel-alumel connecté à un pont de mesure, permettant d'enregistrer la température avec une sensibilité supérieure au 1/100 de degré.

— L'équation caractéristique d'évolution de ce réacteur ouvert, continu et agité, est fonction du temps t et des contraintes qui lui sont imposées : les flux de matière et leur température T_0, la pression P et la température T du fluide dans le réacteur. Les conditions

de fonctionnement choisies sont telles qu'une instabilité éventuelle ne soit pas due au phénomène thermique ([8]). L'équation caractéristique d'évolution montre que, dans ces conditions, une réaction chimique dont la vitesse est une fonction périodique du temps, doit engendrer une variation périodique de la température et de la pression.

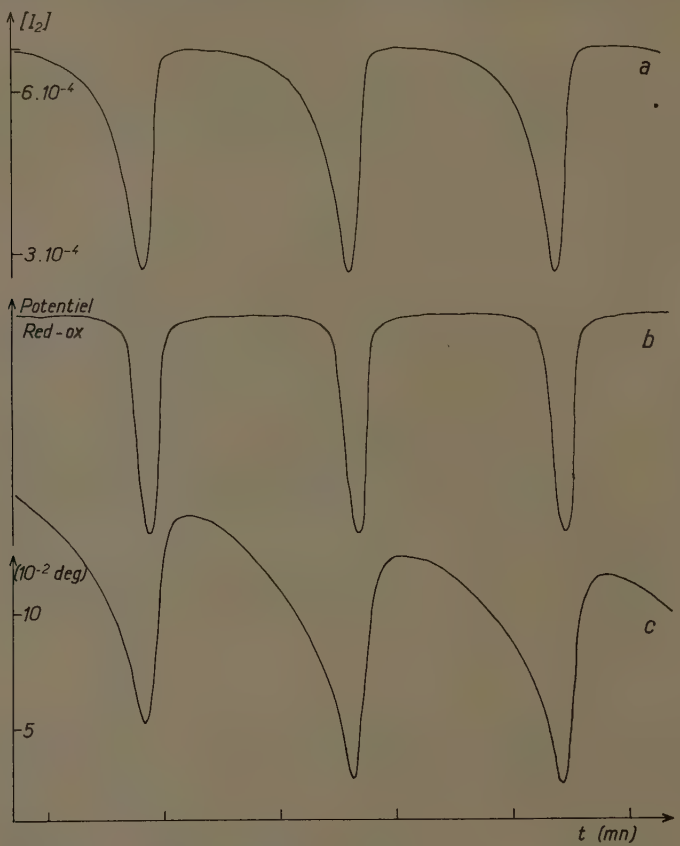


Fig. 1. — Oscillogrammes de la réaction dont la composition avant toute réaction est KIO_3 (0,068 M); H_2O_2 (0,344 M); $CH_2(COOH_2)$ (0,505 M); $HClO_4$ (0,0515 M); $MnSO_4$ (0,0041 M), le débit volumique global étant de 670 cm³/h, et le volume réactionnel de 30 cm³. Enregistrement spectre photométrique (courbe *a*), potentiométrique de l'électrode de platine (courbe *b*), thermométrique (thermocouple chromel-alumel) (courbe *c*).

— Le système dissipatif précédemment décrit oscille indéfiniment. Cette instabilité est alors d'origine chimique. La figure 1 représente en fonction du temps les enregistrements potentiométrique (courbe *b*), spectrophotométrique (courbe *a*) et thermométrique (courbe *c*) simultanés. La courbe *b* est décalée par rapport aux deux autres qui sont en phase Ceci est observé, aussi bien en régime isotherme (température moyenne du réacteur $\overline{T} = T_0$) qu'adiabatique, mais l'oscillation thermique est plus grande dans ce dernier cas. La forme des oscillogrammes et leur amplitude seront quantitativement analysées prochainement.

Ce système dissipatif oscille suivant un cycle limite stable ([9]), comme le prouve ce qui suit.

En régime isotherme, la fréquence de l'oscillateur chimique, mesurée avec le compteur, est remarquablement stable. La précision est de l'ordre de 0,5 %. Elle varie avec la température suivant une loi d'Arrenhius. On trouve

$$\nu = 1{,}28.10^{11}\, e^{-(16440/RT)},$$

lorsque, avant toute réaction, la composition du milieu réactionnel est : KIO_3 (0,030 M), H_2O_2 (1,2 M), $CH_2(CO_2H)_2$ (0,053 M), $HClO_4$ (0,065 M), $MnSO_4$ (0,004 M). Ceci conduit à une énergie d'activation de la réaction responsable de l'oscillation chimique, égale à 16,44 kcal environ.

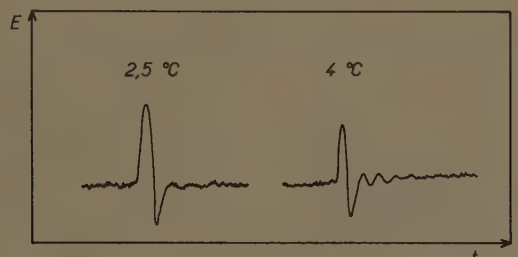


Fig. 2. — Régression d'une perturbation par I^- à 4 et 2,5°C.

— L'amplitude de l'oscillation de ce système dissipatif est une fonction décroissante de la température, et à 4°C l'état stationnaire instable qui accompagne le cycle limite stable devient stable, la courbe périodique précédente faisant place à une droite horizontale. Il ne s'agit pas d'un état d'équilibre mais d'un état stationnaire stable, car le réacteur est alimenté régulièrement et la réaction a toujours lieu loin de l'état d'équilibre. La stabilité de cet état non oscillant est facilement visible en introduisant dans le réacteur des ions I^- (espèce chimique non contrôlée ou espèce chimique intermédiaire). Cette perturbation engendre une oscillation amortie qui l'est d'autant plus que la température est plus basse (*fig.* 2).

— L'existence de l'oscillation est fonction des flux de matière entrante. Il existe un seuil au-dessous duquel l'oscillation disparaît et laisse place à un état stationnaire stable par rapport aux perturbations en I^- comme dans le cas précédent.

— A 25°C, l'addition dans le réacteur d'ions I^- perturbe le cycle limite, mais le système dissipatif retrouve, immédiatement après la perturbation, sa période propre tant que les quantités de I^- ajoutées sont inférieures à un seuil. Au-dessus de ce seuil, le système évolue vers un autre état stationnaire non oscillant, à plus forte concentration en I_2, qu'il peut conserver indéfiniment. Par addition d'acide malonique ou de benzène qui a pour effet de diminuer la concentration de I_2, on peut ramener le système de l'état stationnaire non oscillant précédent à l'état oscillant dont l'addition de I^- l'avait écarté (*fig.* 3).

— De par leur fonctionnement échappant à la durée, de tels systèmes permettent de définir un véritable temps thermodynamique, différent du temps de la mécanique et du temps atomique ([10]). Pour illustrer ceci, nous avons construit une véritable horloge thermodynamique fondée sur le système dissipatif précédent — l'oscillation chimique induit une oscillation électrique qui fait tourner les aiguilles de l'horloge grâce à un dispositif

approprié. On peut régler l'horloge en faisant varier la température, l'arrêter par addition d'iodure de potassium, et la remettre en route avec de l'acide malonique ([11]). De tels systèmes dissipatifs entretenus sont seuls à permettre l'étude complète des cycles limites et de leur domaine d'existence dans l'espace des contraintes. A titre d'exemple des études en cours, indiquons l'expérience suivante :

Le réacteur fonctionnant à faible débit, on y introduit une quantité de I^- supérieure à celle du seuil précédemment évoqué, un précipité de I_2 apparaît. Le système dissipatif, du fait de son entretien, reste dans un état stationnaire hétérogène. Une augmentation du débit fait disparaître la phase solide I_2 et le système dissipatif occupe alors un état stationnaire homogène non oscillant. Il existe un débit seuil au-dessus duquel le système transite

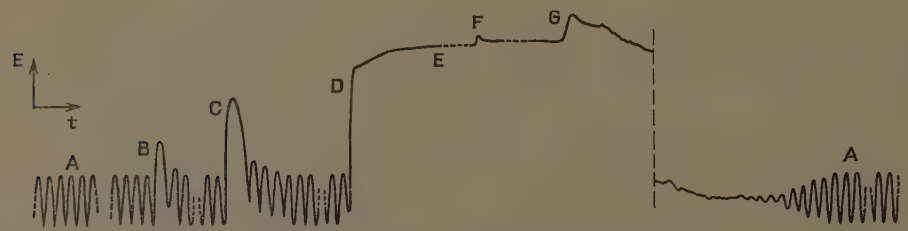


Fig. 3. — Évolution du potentiel en fonction du temps (25°C, KIO_3 0,024 M). Acide malonique 0,056 M, H_2O_2 1,2 M, $HClO_4$ 0,058 M, $MnSO_4$ 0,004 M.

A, cycle limite stable;
B, addition de 10^{-4} moles/l I^- avec retour au cycle limite;
C, addition de 3.10^{-4} moles/l I^- avec retour au cycle limite;
D, au-dessus du seuil de 5.10^{-4} moles/l : transition vers un état stable non oscillant;
E, état stable non oscillant entretenu;
F, addition de $1{,}12.10^{-2}$ moles/l d'acide malonique avec retour à l'état non oscillant;
G, retour au cycle limite par addition de $4{,}5.10^{-2}$ moles/l acide malonique.

de cet état stationnaire non oscillant vers l'état stationnaire oscillant que représente le cycle limite. La perturbation par I^- de l'état stationnaire oscillant régresse tant que le débit n'est pas inférieur à un autre débit seuil plus petit que le premier, à partir duquel le système dissipatif occupe l'état stationnaire non oscillant; ainsi est mise en évidence une hystérésis de cette évolution.

De tels systèmes dissipatifs réalisables grâce au réacteur proposé permettent également d'éviter les erreurs possibles d'interprétation auxquelles peuvent conduire l'utilisation des systèmes non contrôlés généralement décrits jusqu'à présent. Quelques exemples illustrent ceci :

1. Considérons le système dissipatif réacteur - mélange réactionnel dont la composition initiale est la suivante : $KIO_3 = 0{,}044$ M, $H_2O_2 = 0{,}375$ M, $HClO_4 = 0{,}055$ M, $CH_2(COOH)_2 = 0{,}050$ M, $MnSO_4 = 0{,}004$ M. Il décrit un cycle limite de période 14,10 s à 25°C. Le même mélange simplement contenu dans un bécher n'engendre aucune réaction périodique.

2. Le mélange suivant, $KIO_4 = 0{,}028$ M, $H_2O_2 = 0{,}076$ M, $CH_2(COOH)_2 = 0{,}035$ M, $MnSO_4 = 0{,}0061$ M, $H_2SO_4 = 0{,}023$ M, simplement versé dans un bécher, engendre une réaction périodique, mais limitée dans le temps, facile à observer grâce à un indica-

teur coloré. Ce même mélange mis en œuvre dans notre réacteur ne décrit pas de cycle limite. Ceci n'est pas étonnant, car une très faible addition d'acide periodique dans le bécher arrête l'oscillation.

Ainsi donc, il est désormais possible d'étudier une réaction chimique en contrôlant les contraintes qui lui sont imposées, et, en conséquence, de faire, sans hâte ([12]) et *in situ*, les analyses nécessaires à la connaissance du mécanisme d'une réaction périodique, en étant à l'abri d'artefacts du type de ceux précédemment signalés.

(*) Séance du 16 décembre 1974.

([1]) G. Nicolis et J. Portnow, *Chem. Rev.*, 73, 1973, p. 365; B. Hess et A. Boiteux, *Ann. Rev. Biochem.*, 40, 1971, p. 237.

([2]) W. C. Bray, *J. Amer. Chem. Soc.*, 43, 1921, p. 1262.

([3]) B. P. Belousov, *Sb. Ret. Radia. Med. Moscow*, 145, 1959, p. 1958.

([4]) V. A. Vavilin, A. M. Zhabotinskii et A. N. Zaikin, *Rus. J. Phys. Chem.*, 42, (12), 1968, p. 1649.

([5]) T. S. Briggs et W. C. Rauscher, *J. Chem. Ed.*, 50, n° 7, 1973, p. 496. Cette réaction est elle-même dérivée de la réaction de Bray ([2]).

([6]) L. N. M. Duysens et J. Amesz, *Biochim. Biophys. Acta*, 24, 1957, p. 19.

([7]) B. Chance, B. Schoener et S. Elsaesser, *Proc. Nat. Acad. Sc. U. S.*, 52, n° 2, 1964, p. 337.

([8]) Villermaux, *Introduction à la théorie des réacteurs chimiques*, E.N.S.I.C., Nancy, 1969.

([9]) P. Hanusse, *Thèse Docteur-Ingénieur*, Bordeaux, janvier 1973; *Comptes rendus*, 277, série C, p. 93 et 263.

([10]) A. Pacault et C. Vidal, *A chacun son temps*, Flammarion, 1975.

([11]) Cette horloge a été présentée à la 25e Réunion annuelle de la Société de chimie-physique (Dijon, 9-12 juillet 1974).

([12]) Nous avons réalisé des expériences de plus de 12 h correspondant à près de 10 000 périodes.

Centre de Recherches Paul-Pascal,
Domaine universitaire de Bordeaux,
33405 *Talence.*

ULTRASONS. — *Application de la diffraction de la lumière par des ondes ultrasonores à l'observation d'ondes circonférentielles.* Note (*) de MM. **Alain Faure**, **Gérard Maze** et **Jean Ripoche**, présentée par M. René Lucas.

On met en évidence l'existence d'ondes du type Rayleigh à la surface d'un cylindre métallique de révolution, soumis, dans sa partie immergée, à l'action d'un faisceau ultrasonore sous incidence critique.

Une méthode optique est utilisée pour déterminer la célérité de ces ondes.

Le champ ultrasonore total résultant de l'interaction d'une onde plane et d'un solide élastique ([1]) conduit à écrire la pression $p(\rho, \theta)$ au point d'observation M (ρ, θ) sous la forme

$$(1) \qquad p(\rho, \theta) = \sum_{n=0}^{\infty} (2-\delta_{n0})\, i^n \frac{D_n J_n(k\rho) + b_n H_n^{(1)}(k\rho)}{D_n} \cos n\theta,$$

où J_n est la fonction de Bessel d'ordre n, $H_n^{(1)}$ est la fonction de Hankel du premier ordre, D_n et b_n sont des déterminants liés, par les conditions aux limites, aux paramètres élastiques du matériau, k est le nombre d'onde du faisceau ultrasonore incident dans l'eau.

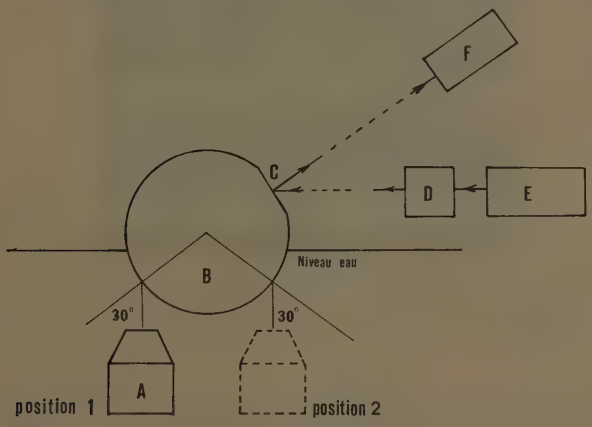


Fig. 1. — Dispositif expérimental.
A, transducteur ultrasonore; B, cylindre métallique; C, surface plane polie; D, collimateur; E, laser He-Ne; F, détecteur photomultiplicateur.

L'application de la transformation de Watson [([2]), ([3])] permet d'écrire :

$$(2) \qquad p(\rho, \theta) = p_g + p_F + i\,A(\rho) \sum_k \sum_{\lambda=\pm 1} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{b_{\nu_k}}{D_{\nu_k}} e^{i\nu_k(\lambda\theta + 2m\pi)},$$

où p_g est l'onde réfléchie géométriquement, p_F est dû aux ondes de surface du type Franz ([4]) et le troisième terme représente des ondes de surface du type Rayleigh ([5]) excitées et réémises sous un angle critique α_k tel que

$$(3) \qquad \sin \alpha_k = \frac{c}{c_s},$$

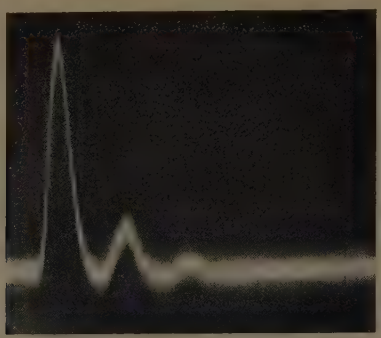


Fig. 2. — Oscillogramme de signaux détectés obtenus en réponse à une émission unique. (échelle horizontale : 20 µs par division).

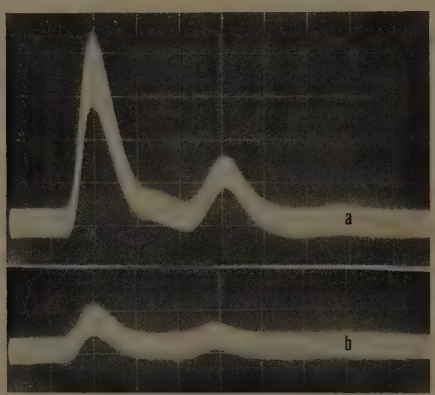


Fig. 3. — Influence du dépôt d'un absorbant d'ondes superficielles. *a*, sans absorbant; *b*, avec absorbant. (Échelle horizontale : 10 µs par division.)

c étant la célérité des ondes dans le milieu extérieur et c_s la célérité de l'onde de surface considérée. Ainsi théoriquement, une onde ultrasonore d'angle d'incidence α_k peut induire sur le cylindre une onde superficielle.

Des ondes ultrasonores se propageant à la surface d'un solide élastique se comportent vis-à-vis d'une onde lumineuse incidente comme un réseau plan de diffraction. La théorie de Raman-Nath ([6]) permet le calcul des angles de diffraction et de l'intensité lumineuse des différents ordres. Si φ est l'angle de diffraction, λ la longueur d'onde lumineuse, Λ la longueur d'onde ultrasonore, et n l'ordre de la diffraction, nous avons

$$\varphi = n\frac{\lambda}{\Lambda} \tag{4}$$

Les maximums d'intensité lumineuse sont donnés par la relation

$$I_n = J_n^2\left(\frac{4\pi_a}{\lambda}\cos i\right), \tag{5}$$

où J_n est la fonction de Bessel d'ordre n, a, l'amplitude de l'onde de surface supposée sinusoïdale pure, et i, l'angle d'incidence de la lumière ([7]).

Disposition expérimentale. — Le relevé à l'oscilloscope cathodique de la différence de potentiel développée par le photomultiplicateur (*fig.* 1) centré sur le premier ordre montre l'existence d'une réponse multiple faisant suite à une excitation unique. Le faisceau ultrasonore fait avec un plan diamétral un angle moyen égal à l'angle critique. Les échos successifs (photographie *fig.* 2) sont séparés par des intervalles de temps égaux. Pour vérifier que ces échos multiples ne sont pas dus à des réflexions parasites, on éloigne et

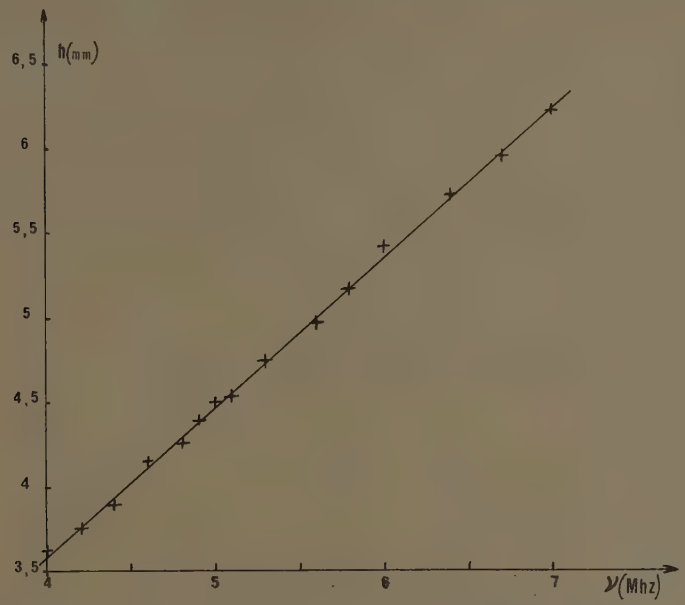


Fig. 4. — Variation de l'écart h entre les taches de diffraction d'ordre $+1$ et -1 en fonction de la fréquence ν des ondes ultrasonores (distance miroir-détecteur : 2 m).

rapproche le transducteur-émetteur, tout en maintenant un angle d'incidence de 30°. Toutes les traces sur l'oscilloscope se déplacent d'un même intervalle de temps. La translation horizontale du transducteur, de la position 1 à la position 2 (*fig.* 1) fait disparaître puis réapparaître progressivement les échos avec un maximum de réception correspondant à un angle voisin de 30° en position 2.

Le caractère superficiel de ces ondes est montré de la façon suivante : le transducteur étant en position 1, un peu de graisse aux silicones (connue pour être un excellent absorbant des ondes superficielles) est déposée sur le cylindre. On constate alors un affaiblissement immédiat de l'amplitude des signaux recueillis (photographies *fig.* 3).

On a relevé la distance h entre les taches d'ordre $+1$ et -1, en fonction de la fréquence. Les résultats sont reportés sur la figure 4.

L'application de la relation (4) permet de déduire la célérité des ondes sur la surface plane : $C_R = 2\,820 \pm 30$ m/s. On constate (*fig.* 4) que cette célérité est constante pour des $k_R\,a$ compris entre 125 et 250 (a est le rayon du cylindre et k_R le nombre d'onde des ondes de Rayleigh).

Analyse des résultats expérimentaux. — La célérité c_t des ondes transversales dans l'acier inoxydable 18/8 étant de 3 100 m/s, et celle du son dans l'eau à 20°C de 1 480 m/s, un premier angle critique se trouve au voisinage de 30° (relation 3). Le transducteur est donc positionné en respectant cet angle.

Une même mesure effectuée sur la face plane d'un bloc de même matériau où étaient produites des ondes de Rayleigh a fourni la célérité $C_R = 2\,850 \pm 10$ m/s. L'accord entre les deux mesures est satisfaisant. Sur la petite surface plane du cylindre existent bien des ondes de Rayleigh et l'on a $C_R/c_t = 0{,}92$, conforme aux résultats connus ([8]).

On constate que l'intervalle de temps séparant deux échos successifs est inférieur au temps que mettrait une onde de Rayleigh se propageant sur un plan de longueur égale à la circonférence du cylindre. Nous sommes amenés à admettre que les ondes circonférentielles se propageant sur le cylindre ont une célérité supérieure à celles qui se propagent sur un plan.

(*) Séance du 13 janvier 1975.

([1]) R. D. Doolittle et H. Uberall, *J. Acoust. Soc. Amer.*, 39, n° 2, 1966, p. 272-275.
([2]) G. N. Watson, *Proc. Roy. Soc. London*, A 95, 83-99, 1919, p. 546-563.
([3]) P. Ugincus et H. Uberall, *J. Acoust. Soc. Amer.*, 43, n° 5, 1968, p. 1025-1035.
([4]) W. Franz, *Z. Naturforsch.*, 9 *a*, 1954, p. 705-716.
([5]) Lord Rayleigh, *Sci. Pap. II.*, 1886, p. 441.
([6]) C. V. Raman et N. S. N. Nath, *Proc. Indian Acad. Sci.*, 2 A, 1935, p. 406.
([7]) W. Mayer et G. Lamers, *Technical Report*, n° AD, 655466, mai 1967.
([8]) L. Brekhovskihk, *Waves in Layered Media*, Academic Press, New York, 1960, p. 41-44.

Laboratoire d'Électronique et d'Automatique,
Groupe « Ultrasons »,
U. E. R. S. T.,
B. P. n° 4006,
76077 *Le Havre Cedex.*

DÉCHARGE DANS LES GAZ. — *Étude de la transition « canal-filament » des décharges électriques à grande distance dans l'air.* Note (*) de MM. **Max Goldman** et **Gérard Berger**, présentée par M. André Blanc-Lapierre.

L'étude de la transition « canal-filament » des décharges à grande distance dans l'air fait apparaître l'existence d'un mécanisme d'ionisation semi-thermique dans lequel le détachement électronique des ions négatifs résulte du chauffage de ce canal.

L'application d'une impulsion de haute tension positive à un intervalle pointe-plan de quelques mètres donne naissance à un premier effet couronne à l'anode, suivi du développement d'un filament relativement bon conducteur appelé « leader » dans la littérature anglo-saxonne et qui est spécifique des grandes distances interélectrodes (supérieures

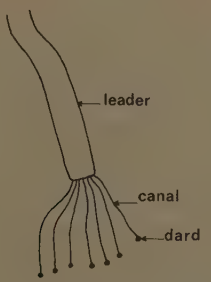


Fig. 1. — Propagation du filament.

à 50 cm) ([1]). Le filament progresse en direction du plan en suivant très grossièrement les lignes de champ électrostatique. Ses caractéristiques électriques et géométriques dépendent de la décharge couronne de grandes dimensions qui fournit l'énergie nécessaire à sa propagation et au maintien de sa conductivité (plus de 10^{15} ions par centimètre cube). Nous nous proposons de définir le mécanisme d'ionisation qui conduit à la formation du filament.

Comme le présente la figure 1, le premier effet couronne peut être décomposé en deux phases successives : le dard, région d'intenses excitations et ionisations, et le canal, dans lequel règne un champ faible (20 kV/cm). Les études spectroscopiques du groupe des Renardières ([1]) ont démontré que les dards sont de même nature aux grandes et aux petites distances (respectivement quelques mètres et quelques centimètres). Par ailleurs, le canal reliant la zone active de photo-ionisation du dard à la tête du filament est assimilable au canal mis en évidence aux petites distances par E. Marode [([2]), ([9])].

La résultante des courants des canaux élémentaires est représentée sur la figure 2. Le courant mesuré est essentiellement électronique. On sait ([2]) que la décroissance de celui-ci est due à la disparition des électrons par attachement sur les molécules électro-

négatives de l'air tout au long du canal. La température dans le canal est inférieure aux quelques milliers de degrés que pourraient justifier un mécanisme d'ionisation thermique (équation de Saha) (1). Le processus d'attachement, comme le permet de penser la croissance ultérieure du courant dans le canal, doit disparaître progressivement au profit d'un mécanisme de détachement électronique. En effet, les travaux de A. V. Phelps démontrent que le détachement devient le phénomène prépondérant dès que la température dépasse 1 100°K environ (3), température qui peut être atteinte à la tête du filament. L'ensemble du processus « attachement-détachement » est couvert en un temps de l'ordre de la micro-seconde (2).

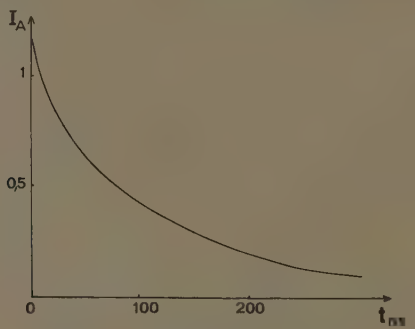


Fig. 2. — Courant dans le canal.

L'élévation de la température est la conséquence d'un chauffage ionique dans le canal. En effet, l'énergie des ions est en grande partie dissipée sous forme de chaleur à l'occasion de chocs élastiques avec les molécules du gaz (4); la participation des électrons au chauffage peut être négligée, compte tenu de la faiblesse du rapport des masses électroniques et ioniques.

Calcul de la température de la tête du filament. — On ne tiendra pas compte dans ce calcul préliminaire du rôle, dans le chauffage, des molécules métastables, en particulier N_2 ($A^3 \Sigma_u^+$) (5), dont l'importance est liée à leur forte densité dans ce type de décharge. On supposera les pertes thermiques négligeables en première approximation; on admettra donc que le volume du canal est le siège d'un échauffement adiabatique.

Le rayon du canal sera considéré constant. En effet, $\Delta R_{Max} = \sqrt{4\,Dt}$ soit $\Delta R_{Max}/R < 10\,\%$.

La puissance moyenne dissipée par les ions dans le canal est égale à la puissance moyenne absorbée, par unité de longueur.

$$\bar{E}.i(t) = \pi R^2 \rho C_v \frac{\Delta\theta}{\Delta t},$$

où E désigne le champ moyen dans le canal (8), $i(t)$ le courant ionique à l'instant t, R le rayon, ρ la densité, C_v la chaleur spécifique de l'air à volume constant, $\Delta\theta$ l'accroissement de température entre t et $t + \Delta t$. Avec les données de la figure 2 et un rayon de 40 μ, la température de la tête du filament sera égale à 1 060°C si $\bar{E} = 5$ kV/cm (8).

CONCLUSIONS. — La température de 1 000°K est atteinte : le chauffage ionique suffit pour provoquer le détachement prévu.

L'évolution ultérieure du filament exige un nouveau mécanisme de chauffage. Alors, l'ionisation thermique deviendra prépondérante au sein du filament comme le prévoit l'étude thermodynamique de Waters ([6]) (*fig.* 3).

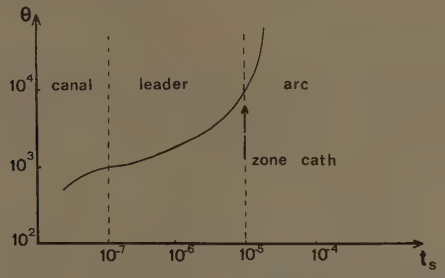


Fig. 3. — Évolution de la température de la décharge.

(*) Séance du 13 janvier 1975.

([1]) *Groupe des Renardières* (*Electra*, n° 35, juillet 1974).
([2]) E. MARODE, *Thèse de Doctorat es Sciences*, Orsay, n° 1020, 1972.
([3]) A. V. PHELPS et J. C. PACK, *Phys. Rev. Letters*, 6, 1961, p. 111.
([4]) L. S. FROST et A. V. PHELPS, *Phys. Rev.*, 127, 1962, p. 1621.
([5]) G. HARTMANN et I. GALLIMBERTI, *J. Phys. D* (à paraître).
([6]) R. T. WATERS, *I. E. E. Gas Discharges Conf.*, 1974, London.
([7]) E. BELBEL, Rapport Interne EdF, juillet 1974.
([8]) E. LEMKE, *Diss. T. U.*, 1967, Dresden.
([9]) G. BERGER et M. GOLDMAN, *Proc. I. E. E. E.* 74 CH 0910 0 PWR, Los Angeles.

Laboratoire de Physique des Décharges,
Équipe de recherche n° 114 du C. N. R. S.,
École Supérieure d'Électricité,
10, *avenue Pierre-Larousse,*
92240 *Malakoff.*

ÉLECTROTECHNIQUE. — *Contribution à l'étude des machines à courants de Foucault par mise en évidence théorique et expérimentale de l'influence des phénomènes instationnaires et de l'intervention de l'accélération dans les lois de similitude.* Note (*) de MM. **Jean-Luc Giovachini**, **Charles-Henri Broussaud** et **Jean-Pierre Pascal**, présentée par M. Roger Brard.

Présentation des résultats du calcul analytique des forces engendrées par un mouvement relatif linéaire entre un circuit plan indéformable parcouru par un courant constant et une plaque indéformable conductrice plane de très grande épaisseur dont les faces sont parallèles au circuit et illimitées, le cas particulier d'une accélération constante est examiné et une expérience décrite.

1. ÉQUATIONS GÉNÉRALES. — Considérons le dispositif électromagnétique représenté par la figure 1.

— (C_m) représente un circuit électrique magnétisant plan, sans épaisseur, situé dans le plan $z = h$ et parcouru par des courants indéformables et indépendants du temps décrits en chaque point du plan $z = h$ par une densité superficielle de courant quelconque $J_m(x, y)$.

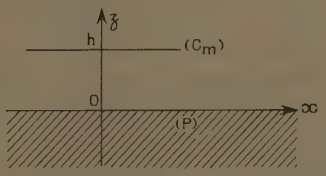


Fig. 1. — Vue en coupe schématique du dispositif étudié.

— Les axes de référence Ox Oy Oz sont liés à (C_m) qui est fixe.

— (P) est une plaque indéformable conductrice plane occupant le demi-espace des z négatifs. (P) est animée d'une vitesse $v(t)$ dans la direction Ox et son déplacement est décrit par

$$x(t) = \int_0^t v(\tau)\, d\tau.$$

— Les équations de Maxwell et la loi d'Ohm permettent d'écrire :

$$\mathbf{rot}\,\mathbf{j} = -\sigma \frac{d\mathbf{B}}{dt}, \qquad \mathbf{rot}\,\mathbf{B} = \mu\,\mathbf{j}, \qquad \mathrm{div}\,\mathbf{B} = 0$$

toutes les grandeurs sont exprimées dans le référentiel fixe, ces équations sont valables pour les conducteurs en mouvement. **B** désigne l'induction magnétique, **j** désigne la densité de courant, μ et σ désignent respectivement la perméabilité magnétique et la conductivité électrique de (P) et sont supposés constants et isotropes.

— Le calcul est conduit à l'aide d'un potentiel vecteur par une transformation de Fourier sur x et y suivie d'une transformation de Laplace sur le temps. Les conditions aux limites sur la surface plane $z = 0$ de (P) expriment la continuité de la composante normale de **B** et la continuité de la composante tangentielle du champ magnétique **H** lié à **B** par la relation $\mathbf{B} = \mu\,\mathbf{H}$.

— Les conditions initiales sont choisies pour décrire les deux cas correspondants d'une part à un mouvement accéléré à partir d'une vitesse nulle, d'autre part à un mouvement quelconque à partir d'une vitesse v_0.

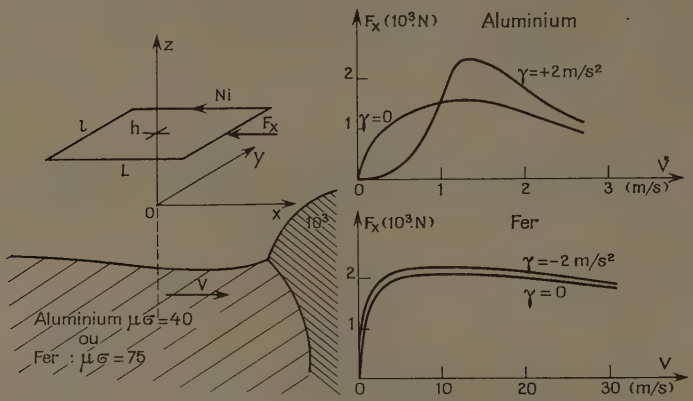


Fig. 2. — Vue en perspective du modèle et résultats de calcul.

— Si on note F_x et F_z les forces électromagnétiques dirigées respectivement selon Ox et Oz qui agissent sur (C_m) par interaction entre le champ magnétique créé par les courants induits dans (P) et J_m, on trouve

$$\begin{pmatrix} F_x \\ F_z \end{pmatrix} = \frac{\mu_0}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-2\nu h} \left| \hat{J}_m \right|^2 \begin{pmatrix} \frac{\nu_1}{\nu} & \Theta_2 \\ - & \Theta_1 \end{pmatrix} d\nu_1 \, d\nu_2.$$

(*a*) Mouvement accéléré, au temps $t = 0$ la vitesse $v(0) = 0$ et $x(0) = 0$, on suppose en plus que le courant de (C_m) est déjà établi et que (P) est déjà pénétrée par le flux magnétique magnétisant correspondant afin d'éliminer les conditions d'établissement du flux dans le calcul. On trouve

$$\Theta(t) = \Theta_1 + i\Theta_2$$

$$= \frac{1}{a+b} \{ (b-a) + e^{-i\nu_1 x(t)} [(a-b) e^{-a^2 t} \varphi_{a,b}(t) - 2ib\nu_1 e^{-a^2 t} \varphi_{a,b}(t) \bigstar e^{i\nu_1 x(t)} v(t)] \},$$

$$\varphi_{a,b}(t) = \frac{1}{b-a} [b e^{b^2 t} \operatorname{erfc}(b\sqrt{t}) - a e^{a^2 t} \operatorname{erfc}(a\sqrt{t})],$$

$$a = \frac{\nu}{\sqrt{\mu\sigma}}, \qquad \frac{b}{a} = \frac{\mu}{\mu_0}, \qquad \nu^2 = \nu_1^2 + \nu_2^2.$$

— $\left| \hat{J}_m \right|^2$ est le carré du module de la transformée de Fourier de J_m.

— $\bigstar$ désigne le produit de convolution et $\operatorname{erfc}(x) = (2/\sqrt{\pi}) \int_x^{\infty} e^{-u^2} du$.

(*b*) Au temps $t = 0$, la vitesse est $v(0) = v_0$, $x(0) = 0$ et on suppose que J_m est nul pour $t = 0$ mais s'établit selon une loi exponentielle du temps avec une constante de temps très courte, tendant vers zéro, à partir de l'instant initial. On trouve avec les mêmes

notations que ci-dessus :

$$\Theta(t) = \Theta_1 + i\,\Theta_2$$
$$= \frac{1}{a+b}\left\{(b-a) - 2\,b e^{-i v_1 x(t)}\left[i\,v_1\, e^{-a^2 t}\,\varphi_{a,b}(t) \bigstar e^{i v_1 x(t)}\, v(t) + e^{-a^2 t}\,\varphi_{a,b}(t)\right]\right\}.$$

2. Interprétation pour le cas du mouvement uniformément accéléré depuis la vitesse nulle dans l'hypothèse où $\mu = \mu_0$. — La loi du mouvement est $x(t) = 1/2\,\gamma\,t^2$ avec $\gamma = \text{Cte}$.

— On désigne par v_m la vitesse pour laquelle se produit le maximum de F_x, v_{m1} est associée à γ_1 et v_{m2} est associée à γ_2. L'étude de ce maximum est possible dans les équa-

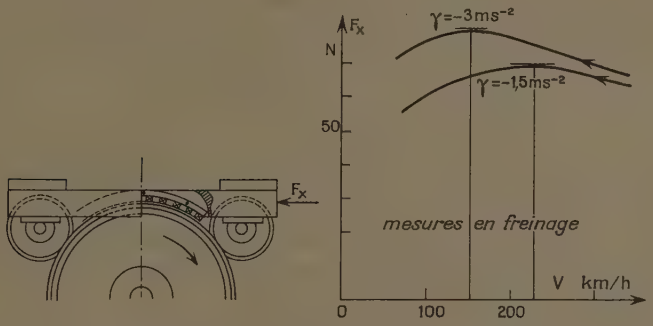


Fig. 3. — Vue en coupe partielle du dispositif expérimental et résultats expérimentaux.

tions du (*a*) du paragraphe 1, elle conduit à prévoir une relation simple liant v_{m1} et v_{m2} lorsque les accélérations correspondantes sont suffisamment grandes :

$$\frac{v_{m1}}{v_{m2}} = \sqrt{\frac{\gamma_1}{\gamma_2}}.$$

— Un calcul complet a été fait à l'aide d'un ordinateur Iris 80 pour un circuit (C_m) de forme rectangulaire représenté par la figure 2. Les résultats sont portés pour les valeurs numériques suivantes : NI = 10^5 A/tr, L = 0,7 m, l = 0,35 m, h = 0,1 m, $\mu\sigma$ = 40 MKS (aluminium) ou $\mu\sigma$ = 75 MKS (fer). La courbe donnant les valeurs de F_x pour $\gamma = 0$ dans le cas de l'aluminium recoupe les valeurs déjà publiées pour le cas stationnaire ([1]) et ([2]).

3. Mise en évidence expérimentale de l'influence de l'accélération. — Le dispositif expérimental utilisé est décrit par la figure 3.

— L'inducteur est un modèle réduit à l'échelle 1/5e d'un prototype de frein linéaire sur rail expérimenté par la SNCF ([3]), il agit sur un induit enroulé sur une roue qui peut être mise en vitesse par un moteur extérieur jusqu'à la vitesse périphérique v_0. La roue peut avoir deux valeurs de moment d'inertie distinctes I_1 et I_2 avec $I_1 = 2\,I_2$. Le mode opératoire consiste à installer le courant inducteur à un instant initial où la roue tourne librement avec une vitesse périphérique v_0 et à enregistrer la décélération de la roue sous l'effet de la force F_x. On opère avec l'inertie I_1 puis avec l'inertie I_2 de manière à obtenir deux valeurs γ_1 et γ_2 de la décélération maximum sensiblement doubles l'une de l'autre : $\gamma_2 = 2\,\gamma_1$.

— Les résultats expérimentaux sont portés sur le graphique de la figure 3. On trouve : $v_{m1} = 220$ km/h et $v_{m2} = 150$ km/h pour $\gamma_1 = -1{,}5$ et $\gamma_2 = -3$ ms^{-2}.

— Ces résultats sont en accord avec les formules ci-dessus dans lesquelles on prend $\mu = 10\,\mu_0$ et $\mu\sigma = 75$ MKS, valeurs moyennes acceptables dans l'épaisseur de peau du fer (voir *fig.* 2).

4. Application a l'étude des lois de similitude et prévision de l'influence des accélérations sur les forces des moteurs linéaires. — Les équations font apparaître une similitude du type « Reynolds » qui prévoit entre deux modèles réduits aux échelles E et e une relation entre les vitesses V et v correspondantes : $V.E = v.e$, à condition que l'on respecte en même temps entre les accélérations la relation : $\Gamma.E^3 = \gamma.e^3$.

— Si l'on suppose maintenant que les modèles sont expérimentés pour des accélérations quelconques Γ' et γ', la relation de similitude entre les vitesses devient :

$$\frac{V'}{v'} = \sqrt{\frac{\Gamma' E}{\gamma' e}}.$$

Il apparaît donc une possibilité de diminuer les vitesses expérimentales en intervenant sur l'accélération.

— Cette étude prévoit aussi pour un moteur linéaire avec induit ferromagnétique une caractéristique améliorée en traction pendant les accélérations.

(*) Séance du 13 janvier 1975.

(1) J. R. Reitz et L. C. Davis, *J. appl. Phys.*, n° 43, avril 1972, p. 1547-1553.

(2) J. R. Reitz, R. H. Borcherts, L. C. Davis, T. K. Hunt et D. F. Wilkie, *Preliminary design studies of magnetic suspensions* (Report DOT FRA-RT-73-27).

(3) P. Romestain, *R. G. E.*, 82, n° 5, mai 1973.

Institut de Recherche des Transports,
Division des Technologies nouvelles,
2, *avenue du Général-Malleret-Joinville,*
94110 *Arcueil.*

SPECTROSCOPIE MOLÉCULAIRE. — *Étude à basse température des largeurs et des déplacements des raies rovibrationnelles de la bande fondamentale du gaz chlorhydrique comprimé par l'argon.* Note (*) de MM. **Jean-Pierre Houdeau, Maurice Larvor** et **Claude Haeusler**, présentée par M. Alfred Kastler.

Des mesures de largeurs et de déplacements des raies de la bande fondamentale de $H^{35}Cl$ perturbé par l'argon ont été effectuées à des pressions d'argon de 3 à 5 bars (mesurées à 298 K lors du remplissage de la cuve) et des températures comprises entre 298 et 163 K. L'ensemble des mesures a permis de déterminer la variation des demi-largeurs ainsi que celle des déplacements de raies de HCl rapportées à un bar, avec le nombre quantique rotationnel m et leurs évolutions avec la température.

Dans le but d'étudier l'influence de la température sur les élargissements et les déplacements des raies, nous avons effectué des mesures dans le spectre rovibrationnel $\nu_{0\to1}$ de $H^{35}Cl$ perturbé par l'argon à basse température. La température jouant un rôle important dans les interactions entre les molécules, il était particulièrement intéressant d'étudier l'influence de ce paramètre sur les élargissements et les déplacements de raies. Afin d'obtenir des éléments de comparaison, nous avons repris les travaux effectués antérieurement à la température ambiante [(1), (2), (3)] par d'autres auteurs.

Notre dispositif expérimental était constitué en particulier d'une cuve d'absorption basse température de 10 cm de parcours optique réalisée en acier inoxydable et équipée de fenêtres en fluorine. Nous avons décrit précédemment (4) ce type de cuve qui permet, d'une part de stabiliser la température du gaz entre 298 et 163 K à un degré près, d'autre part d'éviter la formation de givre sur les surfaces optiques. Les écarts de température entre divers points du gaz dans la cuve sont inférieurs au degré. La pression partielle de HCl était de l'ordre de 2 Torr, celle d'argon de 3,4 ou 5 bars (pressions mesurées lors du remplissage de la cuve à la température de la salle thermostatée à 298 K).

Pour mesurer les déplacements de raies, nous avons mis au point une méthode (5) permettant les mesures précises des faibles déplacements des raies d'absorption dus à la pression. Un miroir semi-réfléchissant placé à la sortie du spectromètre divise le faisceau infrarouge en deux parties. La partie transmise traverse la cuve de mesure, la partie réfléchie une cuve d'absorption remplie d'une faible pression de HCl pur. Les deux signaux détectés puis amplifiés sont envoyés vers un dispositif qui les compare et envoie vers l'enregistreur le signal le plus faible. Le spectre enregistré se compose ainsi de la raie perturbée sur laquelle vient s'ajouter seulement le sommet de la raie de référence non perturbée.

L'analyse de la bande entre les raies P_5 et R_5 a été effectuée à l'aide d'un spectromètre du type SISAM. Les corrections de fonction d'appareil sont faibles (puisque sa largeur n'atteint que 0,024 cm^{-1}). Nous avons, dans ces conditions pu assimiler la fonction d'appareil du SISAM à une fonction de Gauss et utiliser les résultats de Deltour (6) pour la correction des largeurs de raies (supposées de forme de Lorentz). Elle n'atteint 4 % que dans le cas le plus défavorable : pour la raie R_5, la moins élargie de la série étudiée, pour une température de 163 K et dans le cas où la pression d'argon n'est que de 3 bars (mesurée à 298 K).

Nous observons, à chaque température de mesure (298, 253, 208, 163 K) une variation linéaire de la demi-largeur de raie, γ, avec la pression de perturbateur. La largeur des raies de HCl autoperturbé (de l'ordre de 0,001 cm^{-1} sous 2 Torr) a été négligée devant

celle de ce gaz perturbé par plusieurs bars d'argon. Lorsque la pression devient importante, la largeur Doppler des raies diminue [effet de raccourcissement des trajectoires ou effet Dicke ([7])]. La largeur mesurée dans nos conditions expérimentales est donc quasiment la largeur collisionnelle. Nous avons ainsi déterminé à partir de nos résultats expérimentaux, la demi-largeur des raies rapportées à un bar : γ_{0p} pour chaque température considérée.

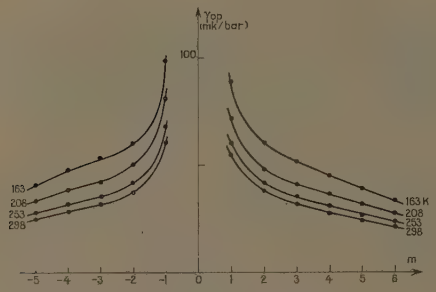


Fig. 1

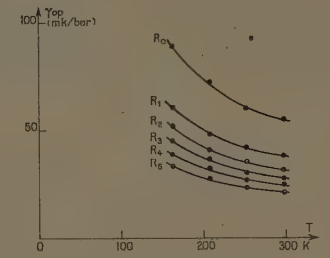


Fig. 2

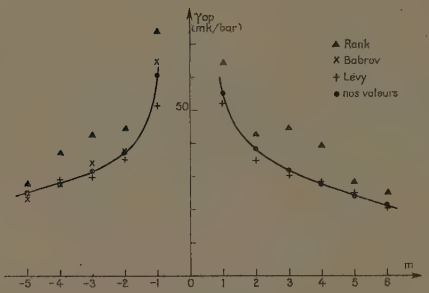


Fig. 3

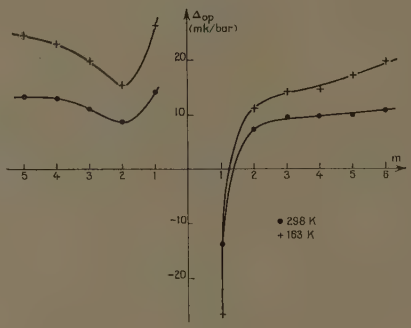


Fig. 4

Afin d'utiliser pour l'écriture de nos résultats les mêmes unités que d'autres auteurs ([8]) c'est à un bar à la température de l'expérience que nous rapportons nos résultats. La variation de γ_{0p} avec le nombre quantique rotationnel m est représentée (*fig.* 1) à différentes températures. On constate que lorsque la température s'abaisse, la largeur des raies augmente en suivant des lois de variation représentées sur la figure 2 pour les raies R_0 à R_5 (nous obtenons des courbes analogues pour les raies P_1 à P_5). Les valeurs de γ_{0p} déterminées à 298 K sont comparables à celles des auteurs déjà cités [([1]), ([2]), ([3])] (*fig.* 3).

Les déplacements des raies (par rapport à la position des raies non perturbées) ont été mesurés pour une pression d'argon de 5 bars (lors du remplissage à 298 K). Nous avons déterminé les déplacements rapportés à un bar, Δ_{0p}, des raies entre P_5 et R_5 à chacune des deux températures 298 et 163 K. La figure 4 représente la variation Δ_{0p} avec m pour ces deux températures. Lorsque m augmente, les déplacements tendent vers des paliers distincts pour $m > 0$ et $m < 0$. Le sens (négatif en nombres d'onde) du déplacement de la raie R_0 [([2]), ([3])] se confirme à basse température.

Les déplacements mesurés rapportés à un bar (pression à la température de l'expérience) varient proportionnellement à l'inverse de la température. Si l'on rapporte ces résultats ([5]) à l'unité de densité amagat, on obtient des courbes qui évoluent peu avec la température.

Les valeurs de Δ_{0p} obtenues à 298 K sont de l'ordre de grandeur de celles obtenues antérieurement [([2]), ([3])] (*fig.* 5).

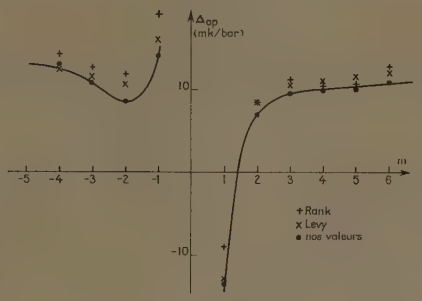


Fig. 5

Nous avons effectué les calculs des largeurs et des déplacements des raies dans le cadre de la théorie d'Anderson-Tsao-Curnutte [([9]), ([10])] en utilisant le potentiel de Tipping et Herman ([11]). Les résultats sont satisfaisant pour $m > 2$. Toutefois plus la température diminue plus l'écart entre l'expérience et la théorie augmente. Pour $m = 1$ les résultats des calculs de largeurs ne deviennent satisfaisant qu'en faisant intervenir la courbure des trajectoires des molécules perturbatrices ([12]).

(*) Séance du 16 décembre 1974.

([1]) H. Babrov, G. Ameer et W. Benesch, *J. Chem. Phys.*, 33, 1960, p. 145.
([2]) D. H. Rank, D. F. Eastman, B. S. Rao et T. A. Wiggins, *J. Mol. Spect.*, 10, 1963, p. 34.
([3]) A. Levy, E. Piollet-Mariel et C. Boulet, *J. Q. S. R. T.*, 13, 1973, p. 673.
([4]) M. Larvor et J.-P. Houdeau, *J. Phys. E. Sci. Inst.*, 6, 1973, p. 132.
([5]) J.-P. Houdeau, *Thèse de* 3e *cycle*, 1974, Université de Rennes.
([6]) J Deltour, *Infrared Phys.*, 9, 1969, p. 125.
([7]) R. H. Dicke, *Phys. Rev.*, 89, n° 2, 1953, p. 472.
([8]) G. M. Hoover et D. Williams, *J. Opt. Soc. Amer.*, 59, 1969, p. 28.
([9]) P. W. Anderson, *Ph. D. Dissertation Harward*, 1949; *Phys. Rev.*, 76, 1949, p. 647.
([10]) C. J. Tsao et B. Curnutte, *J. Q. S. R. T.*, 2, 1962, p. 41.
([11]) R. H. Tipping et R. M. Herman, *J. Q. S. R. T.*, 10, 1970, p. 881.
([12]) C. Boulet, *Thèse de* 3e *cycle*, Paris, 1971.

Laboratoire de Chimie
physique moléculaire,
Faculté des Sciences de Rennes,
avenue du Général-Leclerc,
B. P. n° 25 A,
35031 *Rennes Cedex.*

PHYSIQUE DES SOLIDES. – *Influence du traitement thermique sur la distribution cationique de la solution solide* Fe_2MgO_4-$TiMg_2O_4$. *Détermination de l'énergie de migration relative à l'échange* Mg^{2+}-Fe^{3+}. Note (*) de MM. **Jean-Paul Mangeot**, **Claude Zeller** et **Joseph Bolfa**, présentée par M. Jean Wyart.

La distribution cationique déterminée à partir des données magnétiques et cristallographiques expérimentales a été utilisée pour déterminer l'énergie de passage d'un ion Mg^{2+} d'un site A à un site B avec passage inverse d'un ion Fe^{3+}. L'expression de cette énergie est formée de deux termes. L'un θ_0 est caractéristique de l'échange fer-magnésium lorsque le fer est équipartí sur les deux sites, l'autre $\theta_1 z$ rend compte des modifications à cette équipartition.

Les études magnétiques et cristallographiques effectuées sur les différents termes de la solution solide ferrite-titanate de magnésium permettent de déterminer la distribution cationique sur les deux sites de la structure spinelle. Cette distribution est sensible au traitement thermique.

Cette étude porte sur des produits préparés par trempe rapide, à une température T, où ils sont supposés être en équilibre. La distribution ionique correspondant à cet équilibre est « gelée » par cette trempe.

L'affinité de l'ion Mg^{2+} pour les sites A ou B peut se définir par la valeur E de l'énergie à dépenser pour faire passer un ion Mg^{2+} d'un site B à un site A avec migration simultanée en sens inverse d'un ion Fe^{3+}. L'application de la statistique de Boltzmann permet de calculer, à chaque température, la répartition la plus probable, c'est-à-dire l'état d'équilibre. Inversement, à partir de cet état, nous allons déterminer l'énergie de migration fer-magnésium sous couvert d'hypothèses simplificatrices.

Nous supposerons comme Verwey et Heilmann ([1]), que tout le titane est en site B. Ceci revient à supposer que les énergies de migration titane magnésium ou titane fer sont très grandes.

La formule choisie pour définir un terme quelconque de la série est

$$(1) \qquad Fe^{3+}_{(1-t-z)}\,Mg^{2+}_{(t+z)}\,[Fe^{3+}_{(1-t+z)}\,Mg^{2+}_{(1-z)}\,Ti^{4+}_{t}]O_4^{2-},$$

où t est le paramètre de substitution et z le coefficient de migration.

L'équilibre thermodynamique à la température T pour un terme donné correspond au minimum de l'énergie libre soit

$$(2) \qquad \left(\frac{\partial F}{\partial z}\right)_t = \left(\frac{\partial U}{\partial z}\right)_t - T\left(\frac{\partial S}{\partial z}\right)_t = 0.$$

La variation de l'énergie interne est

$$(3) \qquad dU = -NE\,dz$$

et

$$(4) \qquad T\left(\frac{\partial S}{\partial z}\right)_t = N\,k\,T\,\mathrm{Log}\frac{(t+z)(1-t+z)}{(1-z)(1-t-z)}.$$

N et k sont respectivement le nombre d'Avogrado et la constante de Boltzmann.

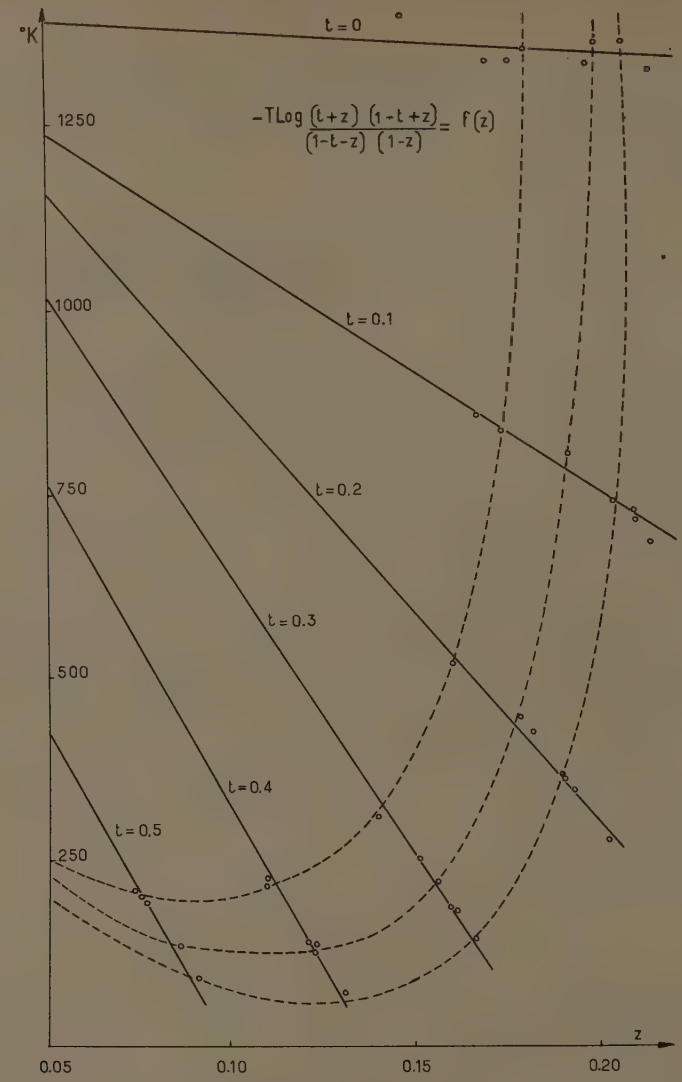


Fig. 1

Les valeurs numériques de l'expression (4) sont calculées avec les valeurs de z déterminées expérimentalement à l'équilibre.

Il est intéressant de représenter cette grandeur en fonction du coefficient de migration z et de la paramétrer par le taux de substitution t. En effet, les courbes (*fig.* 1) obtenues pour chaque valeur de t sont sensiblement des droites d'équation $A_0(t) + A_1(t)\, z$.

Les coefficients $A_0(t)$ et $A_1(t)$ de ces lois ont été calculés au sens des moindres carrés.

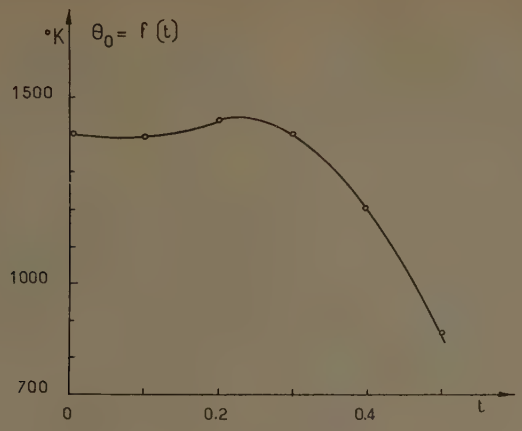

°K
$\theta_0 = f(t)$
1500
1000
700
0
0.2
0.4
t

Fig. 2

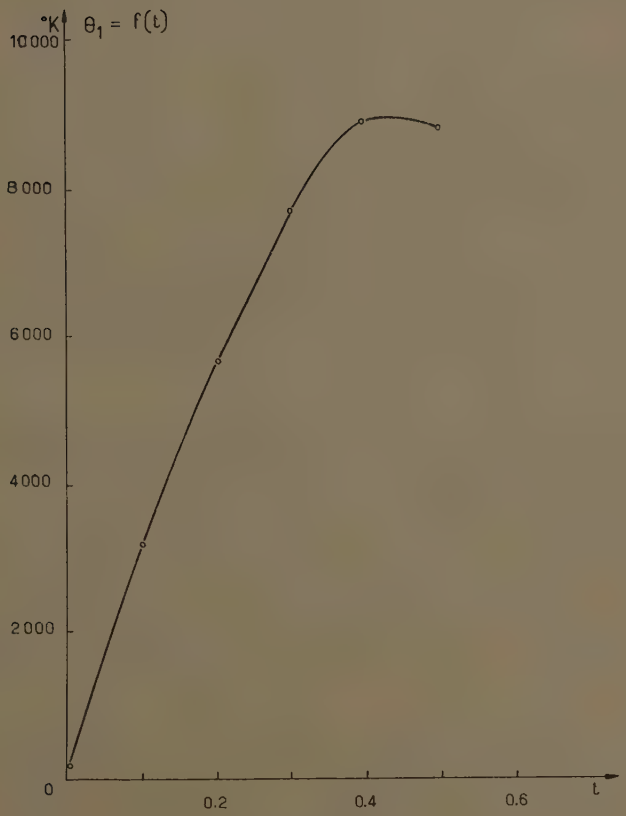

°K
$\theta_1 = f(t)$
10000
8000
6000
4000
2000
0
0.2
0.4
0.6
t

Fig. 3

La condition d'équilibre donnant

$$\left(\frac{\partial U}{\partial z}\right) = -NE = N k\left[A_0(t)+A_1(t)z\right] \tag{5}$$

impose que l'expression de E soit une fonction du premier degré en z :

$$\frac{E}{k} = \theta_0(t)-\theta_1(t)z. \tag{6}$$

La figure 2 représentant θ_0 en fonction de t montre que θ_0 a une valeur voisine de 1 400 K pour $t = 0$, 0,1, 0,2, 0,3 puis diminue sensiblement lorsque t augmente.

La courbe de $\theta_1 = f(t)$ (*fig.* 3) croît pratiquement linéairement à partir d'une ordonnée à l'origine quasi nulle puis s'infléchit légèrement vers $t = 0{,}5$.

La forme de $E/k = \theta_0-\theta_1 z$ est en accord avec celle proposée par Kriessman et Harrison ([2]) qui estiment que la présence d'ions magnésium dans les sites tétraédriques diminue l'énergie nécessaire à leur migration des sites B. Elle est en outre compatible avec les résultats expérimentaux de Pauthenet et Bochirol ([3]) et de Tellier ([4]) qui supposent que, pour le ferrite de magnésium, E est une constante. C'est bien le cas ici, puisque la représentation de θ_1 en fonction de t possède une ordonnée à l'origine pratiquement nulle.

θ_0 représente l'énergie nécessaire à l'échange d'un ion Mg^{2+} d'un site B avec un ion Fe^{3+} d'un site A lorsque $z = 0$, c'est-à-dire lorsqu'il y a équi-partition du Fe^{3+} sur les deux sites. On peut donc interpréter physiquement la grandeur θ_0 comme l'énergie nécessaire au transfert du premier ion magnésium d'un site B à un site A pour un terme dont le coefficient de migration serait nul. Il est légitime de supposer que θ_0 est caractéristique de l'échange magnésium-fer pour un environnement donné.

θ_1 prend des valeurs considérables lorsque t augmente. Ceci signifie que plus le ferrite est substitué par du titane, plus il est difficile au magnésium d'être transféré d'un site à un autre. Nous pouvons donc interpréter physiquement θ_1 comme un terme énergétique, relatif à l'échange magnésium-fer, rendant compte de la dilution du fer dans le spinelle.

(*) Séance du 6 janvier 1975.

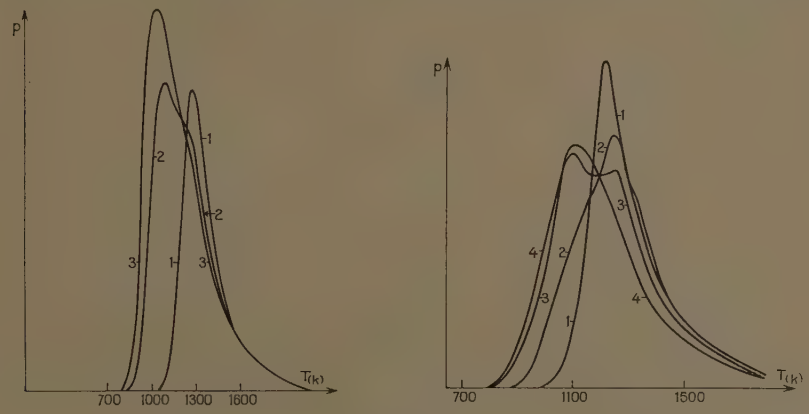
([1]) E. J. W. Verwey et E. L. Heilman, *J. Chem. Phys.*, 15, 1974, p. 174.
([2]) Kriessman, Harrisson et Callen, *Phys. Rev.*, 103, n° 4, 1956, p. 851-856.
([3]) R. Pauthenet et L. Bochirol, *J. Phys. Rad.*, 12, 1951, p. 249.
([4]) J. C. Tellier, *Thèse*, Paris, 1966.

Laboratoire de Minéralogie et Cristallographie,
E. R. A. n° 162,
Université de Nancy I,
Case officielle n° 140,
54037 *Nancy Cedex.*

PHYSIQUE DES SURFACES. — *Influence de l'oxygène sur l'adsorption de l'azote à la surface du tungstène polycristallin.* Note (*) de MM. **Jean Lepage** et **Daniel Paulmier**, présentée par M. Edmond A. Brun.

L'analyse des résultats expérimentaux concernant l'adsorption de l'azote sur le tungstène par différents processus d'activation conduit à mettre en évidence le rôle de l'oxygène sur les états de fixation et les quantités adsorbées.

La désorption thermique de l'azote adsorbé par exposition au gaz neutre à température ambiante sur le tungstène polycristallin fait apparaître vers 1 300 K deux états énergétiques très voisins β_1 et β_2 qui se confondent pour les forts recouvrements. L'énergie de liaison est de 80 kcal/mole et la quantité maximale d'azote fixée q_0 (β) voisine de 2.10^{14} mol/cm^2.



(*a*) (*b*)

Fig. 1 (*a* et *b*)

Courbes de désorption de l'azote montrant la décroissance des états β (pression d'azote dans la cellule enregistrée en fonction de la température).

1° Lorsque les quantités d'azote fixé augmentent par le processus d'activation étudié.

2° Lorsque l'on adsorbe de l'oxygène sur une monocouche d'azote β.

(*a*)

N° des spectres	1	2	3
$[q_t - q_0\ (\beta)]/q_0\ (\beta)$	0	0,52	0,83

(*b*)

N° des spectres	1	2	3	4
Exposition à O_2 en langmuir	0	0,36	0,53	1,30

Cependant, certains expérimentateurs ont mis en évidence d'autres états désorbés vers 1 100 K et nommés états λ. Ces états apparaissent quand la fixation de l'azote est favorisée par divers processus d'activation :

1° Bombardement électronique d'une couche d'azote adsorbée à basse température dans les états γ ([1]).

2° Fixation d'ions N_2^+ de faible énergie ([2]).

3° Présence d'espèces neutres excitées et d'atomes d'azote [([2]), ([3]), ([4])].

Ce troisième mode expérimental conduit à la mise en évidence d'états λ que le filament de tungstène soit en vue directe de la source d'excitation ([2]) ou qu'il n'y soit pas [([3]), ([4])]. Dans ce dernier cas, les atomes et espèces excitées subissent de nombreux chocs sur les parois avant d'atteindre le filament.

Si toutes les courbes de désorption thermique indiquent une augmentation des quantités totales fixées qui peuvent atteindre $2_{q_0}(\beta) = 4.10^{14}$ mol/cm^2, l'énergie de liaison apparente peut être nettement influencée par le mode d'activation. Les modes 1 et 2 ainsi

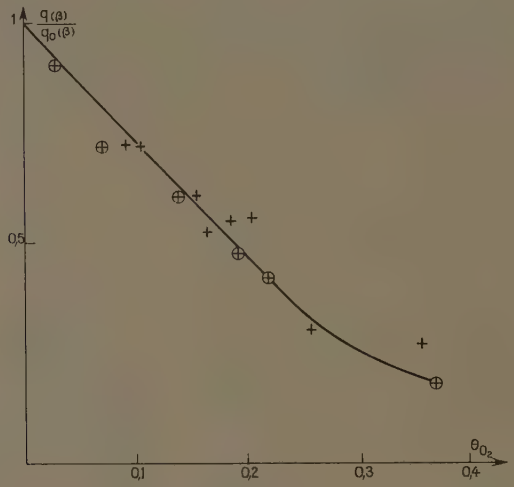


Fig. 2

Variation de la quantité $q(\beta)/q_0(\beta)$ en fonction du recouvrement en oxygène.
1° ⊕ lorsque l'oxygène est fixé sur une surface de tungstène nu.
2° + lorsque l'oxygène a été fixé sur une surface de tungstène saturé en azote β.

que le mode 3 lorsque le filament est en vue directe de la source ne modifient pas les états β. Mais l'emploi d'une jauge à ionisation comme source d'activation hors de vue du filament conduit à un dépeuplement des états β initiaux au profit d'un autre état dont l'énergie de liaison apparente est plus faible et de l'ordre de 60 kcal/mole.

Cette conversion d'état est ignorée ([3]) ou expliquée par un modèle de la cinétique de désorption des états λ ([4]). En fait, nous avons remarqué qu'elle est analogue à celle observée à la désorption, après fixation d'oxygène sur une monocouche d'azote préadsorbé comme le montre nos résultats expérimentaux des figures 1 *a* et 1 *b*.

Nous nous proposons de montrer que le peuplement des états λ s'accompagne de la fixation d'une quantité d'oxygène incompatible avec la pression partielle d'oxygène durant l'adsorption.

Dans un premier temps, nous avons conduit deux types d'expériences concernant la co-adsorption azote-oxygène sur le tungstène.

– Après recouvrement partiel d'oxygène en quantité connue et inférieure à la demi-monocouche, la surface de tungstène est saturée en azote par une exposition de 60 $\mathscr{L}$

(1 langmuir = 10^{-6} Torr. s). Les courbes de désorption thermique montrent que l'azote occupe les états β et que la quantité fixée q (β) diminue linéairement en fonction du recouvrement en oxygène θ_{O_2} (*fig.* 2).

— Après saturation par l'azote, la surface du tungstène est mise en contact avec l'oxygène en limitant θ_{O_2} à des valeurs inférieures à 0,4. Une désorption thermique limitée à 1 700 K pour maintenir l'oxygène à la surface, montre la présence d'azote dans les états λ et une diminution des états β, la *quantité totale d'azote restant constante* (*fig.* 1 *b*). Si le tungstène ainsi traité est alors soumis à une nouvelle exposition à l'azote, ce gaz se fixe dans les mêmes conditions (énergie de liaison et recouvrement) que lorsque le tungstène a été exposé à la même quantité d'oxygène sans exposition préalable à l'azote (*fig.* 2).

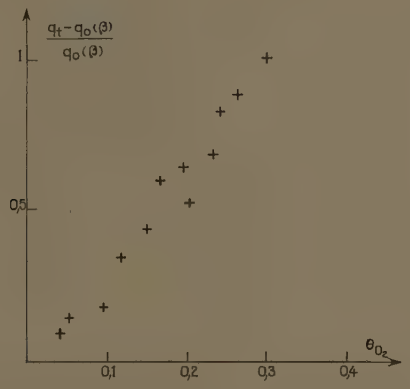


Fig. 3

Variation de la quantité $[q_t - q_0(\beta)]/q_0(\beta)$ qui indique l'excès d'azote fixé par activation en fonction du degré de recouvrement en oxygène de la surface observé lors de cette activation.

Il ressort de ces expériences que l'inhibition de la fixation de l'azote dans les états β est uniquement fonction de la quantité d'oxygène présent sur le tungstène, indépendamment de la façon ou de la succession des opérations qui ont conduit à la fixation de ce gaz.

Dans un second temps, nous avons effectué des expériences en présence de particules excitées dues au fonctionnement de la jauge à ionisation.

La surface de tungstène nue est exposée à l'azote sous une pression de 5.10^{-6} Torr. La concentration des espèces excitées de l'azote créées par la jauge à ionisation est très faible devant celle de l'azote moléculaire, de telle sorte que tous les sites β sont occupés avant que ne se fasse sentir l'action des espèces excitées. Une désorption thermique jusqu'à 1 700 K permet d'obtenir la quantité totale d'azote fixée q_t et les sites occupés (l'oxygène restant à la surface). Les courbes obtenues (*fig.* 1) montrent :

1° l'augmentation des quantités totales q_t d'azote qui peuvent dépasser 2 q_0 (β);

2° la conversion des états β en un état moins énergétique.

Le filament est alors exposé à l'azote jusqu'à saturation (jauge éteinte). La mesure des quantités d'azote fixées durant cette deuxième adsorption permet de déterminer le taux de recouvrement en oxygène. Celui-ci peut atteindre des valeurs voisines de 0,3 ce qui correspondrait à une exposition de 1 $\mathscr{L}$ environ. Or la pression partielle de l'oxygène

dans l'enceinte est toujours inférieure à 5.10^{-10} Torr et une expérience durant 300 s devrait conduire à un taux de recouvrement maximal de 0,05. Il en ressort que l'oxygène qui se fixe sur le filament ne provient que très partiellement des gaz résiduels et doit trouver ailleurs son origine, très probablement dans des effets de parois.

L'analyse de nos résultats met en évidence les points suivants :

— L'excès d'azote fixé pendant le fonctionnement de la jauge $q_t - q_0$ (β) est proportionnel à la pression d'azote dans l'enceinte, au courant électronique de la jauge et à la durée de l'exposition, tant que ces grandeurs conduisent à des valeurs de q_t inférieures à 1,5 q_0 (β). Ces résultats confirment ceux de Matsushita et Hansen ([3]).

— L'excès d'azote fixé est proportionnel à la quantité d'oxygène décelée sur la surface et fixée lors de la première adsorption (*fig.* 3).

— Le recouvrement en oxygène ainsi mis en évidence est trop important pour être expliqué par la pression partielle d'oxygène durant l'adsorption.

En conclusion, nos expériences confirment les résultats d'autres expérimentateurs concernant les quantités maximales d'azote adsorbées, l'influence du temps d'exposition, du courant électronique et de la pression, mais elles font apparaître une relation linéaire entre l'excès d'azote fixé par le processus d'activation et le degré de recouvrement en oxygène. Celui-ci qui a déplacé une fraction de l'azote des états β aux sites λ est très probablement lié à la fixation supplémentaire de la quantité d'azote $q_t - q_0$ (β). Il est intéressant de rechercher l'origine de cet oxygène.

(*) Séance du 16 décembre 1974.

([1]) J. T. Yates et T. E. Madey, *The Structure and Chemistry of Solid Surfaces*, 1969, p. 59-1.
([2]) H. F. Winters et D. E. Horne, *Surf. Sc.*, 24, 1971, p. 587-611.
([3]) K. I. Matsushita et R. S. Hansen, *J. Chem. Phys.*, 52, 1970, p. 3619.
([4]) P. T. Dawson et Y. K. Peng, *Surf. Sc.* 33, 1972, p. 565-588.

L. E. M. T. A.
Équipe d'Énergétique et Mécanique des Surfaces,
2, *rue de la Citadelle,*
54000 *Nancy*.

PHYSIQUE DES LIQUIDES. — *Instabilités de Williams en présence d'un écoulement : expériences.* Note (*) de MM. **Étienne Guyon** et **Pawel Pieranski**, présentée par M. André Guinier.

Une prédiction récente de de Gennes (1) indiquant l'augmentation du seuil d'instabilités électrohydrodynamiques dans des nématiques en écoulement et la diminution de la longueur d'onde des rouleaux convectifs est confirmée par l'expérience. Un nouveau mode convectif est observé pour des amplitudes finies de la distorsion.

Récemment, de Gennes (1) a montré que le seuil d'instabilités électrohydrodynamiques (2) d'un cristal liquide planaire (directeur **n** parallèle aux plaques limites) est augmenté lorsqu'on superpose un écoulement parallèle à la direction de **n**. Nous présentons des expériences vérifiant cette prédiction.

La tension seuil V_s s'écrit comme

$$(1) \qquad \varkappa\left(\frac{V_s}{d}\right)^2 = T^{-1} + \sqrt{\frac{8\pi D}{d^2}}\sqrt{\frac{v_m}{\lambda_x}}.$$

Les coefficients $\varkappa$, T^{-1}, D, fonctions des propriétés viscoélastiques et électriques du nématique sont définies en (3); v_m est la vitesse maximale de l'écoulement de Poiseuille dans la couche d'épaisseur d; λ_x la longueur d'onde des rouleaux convectifs d'axe perpendiculaire à **n**. L'augmentation du seuil est associée au déplacement non uniforme des charges en présence du cisaillement. Elle se traduit par une diminution de la longueur d'onde λ_x car la convection tend à être localisée dans la région centrale de l'écoulement où le cisaillement est faible.

Les expériences ont été faites avec un film de M. B. B. A. (methoxy benzilidene butyl aniline), qui est nématique à l'ambiante, placé entre deux plaques parallèles distantes de 200 μ. Des films d'or déposés en incidence oblique sur les faces intérieures des plaques définissent l'alignement planaire et servent d'électrodes entre lesquelles est appliqué le champ électrique déstabilisant de basse fréquence.

TABLEAU

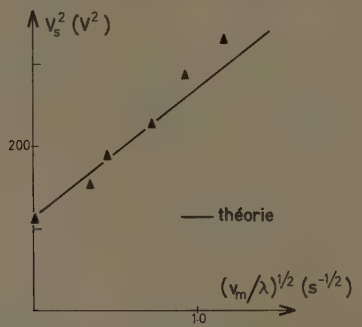
Vitesse v_m (μ/s)	0	22	35	90	138	192
Seuil V_s (V)	10,2	12,3	13,8	15,1	17	18,2
λ (μ)	198	190	175	170	164	145

En l'absence d'écoulement ($v_m = 0$), le seuil est bien défini par le mécanisme de Carr-Helfrich. La longueur d'onde des rouleaux est égale à l'épaisseur. En présence d'écoulement, on observe, au *seuil* et en accord avec le modèle théorique, une augmentation de V_s et une diminution de λ_x. Des résultats typiques sont donnés sur le tableau. La vitesse maximale de déplacement de poussières présentes dans le liquide, v_m, est supérieure d'environ 10 % à celle des rouleaux convectifs.

Les résultats sont portés sur la figure dans les unités V_s^2, $(v_m/\lambda_x)^{1/2}$. La variation linéaire est en accord avec la formule (1). En utilisant les valeurs connues de T et D pour M. B. B. A. (2) et la valeur de $\varkappa$ mesurée à partir du seuil en l'absence d'écoulement,

on peut calculer la pente de la variation linéaire. On trouve 154 $V^2.s^{-1/2}$ à comparer à la valeur expérimentale (170 $\pm$ 20) $V^2.s^{-1/2}$. Cet accord est remarquable compte tenu du modèle simplifié à une dimension.

La comparaison directe des valeurs de longueurs d'onde avec le calcul est moins satisfaisante. En supposant des distorsions sur des échelles comparables parallèlement et perpendiculairement aux plaques, de Gennes ([1]) obtient $2\pi/\lambda_x = (4 v_m/d^2 V)^{1/3}$. La dépendance en $v_m^{1/3}$ semble être obtenue seulement aux plus grandes vitesses. Aux plus faibles vitesses, λ_x tend vers la limite d.



Le seuil convectif V_s augmente lorsque la vitesse d'écoulement v_m croît (et que la longueur d'onde des rouleaux λ_x décroît). La variation linéaire est en accord quantitatif avec la prédiction théorique (1).

Les mesures pour les grandes valeurs de v_m sont compliquées par l'existence d'une instabilité nouvelle. Dès qu'on augmente la tension au-dessus de V_s, les rouleaux s'inclinent le long de l'axe des vitesses et la distorsion du nématique augmente fortement. On observe en particulier des rouleaux allongés tout à fait parallèlement à v. Ces rouleaux ne disparaissent que lorsqu'on diminue V à des valeurs notablement inférieures à V_s. On conçoit que, pour de tels rouleaux inclinés et, *a fortiori*, pour ceux qui sont d'axe parallèle à v, les effets d'écoulement soient moins importants. Dans ce cas, néanmoins, pour mettre en jeu un effet de focalisation de charge, il faut imaginer une distorsion mixte torsion plus éventail. Le couplage avec l'écoulement convectif, qui est perpendiculaire à la direction non perturbée de **n**, ne peut se faire que si l'amplitude de cet écoulement est supérieur à un certain seuil, ce qui explique l'hysteresis associé à cette transition du premier ordre ([5]). Néanmoins l'étude détaillée de ces effets non linéaires est probablement délicate.

(*) Séance du 13 janvier 1975.

([1]) P. G. de Gennes, *Comptes rendus*, 280, série B, 1975, p. 9.
([2]) R. Williams, *J. Chem. Phys.*, 39, 1963, p. 384,
([3]) P. G. de Gennes, *The Physics of Liquid Crystals*, chap. 5, Oxford press, 1974.
([4]) W. Helfrich, *J. Chem. Phys.*, 51, 1969, p. 4092.
([5]) Des effets analogues ont été obtenus dans des mesures de convection de Bénard en rotation dans les nématiques, C. Carrigan et E. Guyon (à paraître).

Laboratoire de Physique des Solides
associé au C. N. R. S.,
Université Paris-Sud,
91400 *Orsay.*

PHYSIQUE DES LIQUIDES. — *Mécanique statistique des solutions saturées d'hélium-3 dans l'hélium-4 au voisinage du zéro absolu.* Note (*) de M^lle **Aline Ghozlan** et M. **Éric Varoquaux**, transmise par M. Pierre Grivet.

Nous analysons à l'aide d'un modèle de mécanique statistique nos mesures de pression osmotique le long de la courbe de séparation de phase dans le but : *a.* d'établir la cohérence interne du modèle utilisé, *b.* de donner des valeurs précises des paramètres mis en jeu.

INTRODUCTION. — Cette Note a pour objet d'établir la cohérence, dans le cadre d'un modèle statistique donné, de nos mesures de la pression osmotique $\pi_s(T)$ des solutions saturées *d'* ^{3}He dans ^{4}He superfluide sous pression nulle [(1), (2), (3)] et des autres quantités thermodynamiques connues de ces solutions. Le modèle de mécanique statistique utilisé [(4), (5)] part d'un développement de l'énergie libre des solutions en puissances fractionnaires de la densité numérique n_3 du gaz de quasi-particules de masse effective m^*. Nous suivrons le formalisme et les notations de la référence 5 dans laquelle le potentiel effectif d'interaction $V(q, P, P')$ de deux quasi-particules est caractérisé par deux paramètres $\bar{v}_0$ et $\bar{v}_1$. Les autres quantités apparaissant dans le modèle, e_{30}, énergie de liaison d'une quasi-particule solitaire dans le bain superfluide, n_{40} densité numérique de ^{4}He pur, α, rapport de volume d'excès de ^{3}He à celui de ^{4}He, et $k_B\theta$, qui exprime la variation faible de la masse effective d'une quasi-particule avec sa vitesse, seront supposées connues avec exactitude par ailleurs. Seuls seront donc ajustés aux différents résultats expérimentaux dont il va être question les paramètres m^*, $\bar{v}_0$ et $\bar{v}_1$. La procédure suivie a deux buts : *a.* établir le bien-fondé du modèle utilisé, *b.* fournir des valeurs très sûres de m^*, $\bar{v}_0$ et v_1 pour les quasi-particules *d'* ^{3}He sous pression nulle, à des concentrations de l'ordre de 6 à 8 %, et aux températures inférieures à 200 mK.

EXPRESSIONS THÉORIQUES A BASSE TEMPÉRATURE. — L'expression du potentiel chimique de ^{3}He en phase diluée découle de celle de l'énergie libre de la référence (5) :

$$\mu_{3d}(T, P, n_3) = e_{3o} + \mu_F + \bar{v}_0 n_3 - \frac{5\mathscr{E}_F}{6k_B\theta n_3^2}\left(\mathscr{E}_F - \frac{2}{5}T\mathscr{C}_F\right) + \left[2m^*\bar{v}_1 - \frac{2}{3}\left(\frac{1+\alpha}{n_{40}}\right)\right]\mathscr{E}_F, \quad (1)$$

où μ_F, $\mathscr{E}_F$, $\mathscr{C}_F$ sont respectivement le potentiel chimique, l'énergie et la chaleur spécifique par unité de volume du gaz de fermions idéal de densité n_3 et masse m^*.

Le long de la courbe de séparation de phase, la densité numérique saturante $n_{3s}(T)$ est donnée par

$$n_{3s}(T) = n_{3s}(0) + [\mu_{3c}(T) - \mu_{3d}(0)]\left[\frac{\partial\mu_{3d}}{\partial n_3}\bigg|_{n_{3s}(0)}\right]^{-1}, \quad (2)$$

où le potentiel chimique de la phase concentrée est obtenu à partir de mesures de chaleur spécifique (6) et est approximativement représenté par

$$\mu_{3c}(T) = \mu_{3d}(0) - 12{,}5\,T^2 + 11{,}1\,T^3\ [\text{J/mole}]. \quad (3)$$

Le terme cubique apparaissant dans la relation 3 provient de la variation approximativement linéaire de C/T en fonction de T pour ^{3}He pur entre 10 et 150 mK; ce terme n'est pas petit et ne peut être ignoré dans les développements limités en fonction de la température de la densité numérique n_{3s} (T), de la pression osmotique π_s (T) et de la chaleur de dissolution Q (T) ([7]). Les coefficients de ces développements obtenus en reportant les relations (2) et (3) dans les expressions de ces quantités [([4]), ([5])] dépendent des mêmes paramètres que ceux qui apparaissent dans la relation (1). Les expressions des développements de n_{3s}, π_s, Q, qui seront omises ici, permettent la comparaison avec les valeurs expérimentales de ces quantités qui sont connues avec une précision tout à fait satisfaisante le long de la courbe de séparation de phase.

Comparaison a l'expérience. — *a.* Les mesures de second son ([7]) donnent $\theta = 17$ K : l'influence de ce paramètre sur les propriétés d'équilibre considérées ici est faible et n'excède pas 1 à 2 %.

b. Nos résultats sur π_s [([1]), ([2])] ont été, au vu des difficultés soulevées dans la référence 3 et de mesures récentes ([8]), réanalysées à l'aide des valeurs de pression fontaine de van Dijk et Durieux ([9]), ce qui mène à

$$\pi_s = 22{,}6 + 960\,T^2 + 200\,T^3 - 4\,000\,T^4\,[\mathrm{mB}]. \tag{4}$$

c. Les valeurs de chaleur de dissolution ([7]) peuvent être représentées par l'expression suivante :

$$Q = 79{,}5\,T^2 + 45\,T^3 - 1\,100\,T^4\,[\mathrm{J/mole\ ^3He}]. \tag{5}$$

Les résultats exprimés par les expressions (4) et (5) sont thermodynamiquement compatibles aux erreurs expérimentales près ainsi qu'on peut le vérifier à l'aide d'une relation analogue à celle de Clausius-Clapeyron.

d. Les mesures de pression osmotique [([10]), ([11])] extrapolées au zéro absolu fournissent au voisinage de la concentration saturante la relation

$$n_3 \frac{\partial \mu_3}{\partial n_3}\bigg|_{T \to 0,\, n_3 \sim n_{3s}(0)} = 0{,}146\,[\mathrm{K}].$$

La procédure d'ajustement des paramètres m^*, $\bar{v}_0$, $\bar{v}_1$ à l'ensemble des résultats *a*, *b*, *c*, *d* et à la relation (3) conduit aux valeurs suivantes :

$$\frac{m^*}{m_3}\bigg|_{n_3=0} = 2{,}27, \qquad \bar{v}_0 = -1{,}0\,[\mathrm{K}], \qquad \bar{v}_1 = -5{,}2\,[\mathrm{K}]. \tag{6}$$

La valeur de la masse effective dépend essentiellement du coefficient du terme en T^2 du développement de Q [ou de T $(\partial \pi_s / \partial T)$]; cette valeur est très proche de celle déduite des mesures de vitesse du second son par Sherlock et Edwards ([12]).

La moyenne spatiale $2\,\bar{v}_0$ du potentiel effectif d'interaction entre quasi-particules *d'* ^{3}He à pression nulle, au voisinage des concentrations saturantes, est égal à 0,9 fois le potentiel de déformation de BBP. Ce résultat, fondé sur un faisceau de données expérimentales, est en contradiction avec une suggestion théorique due à Massey et Yim ([13]) jetant le doute sur la validité de signe même du potentiel de BBP; l'expérience montre que v_0 est attractif au voisinage de la concentration $x \sim 0{,}065$. Il est très peu vraisemblable que les renor-

malisations provenant d'effets de concentration altèrent à ce point l'interaction effective que le signe en soit changé quand la concentration tend vers zéro. Bien au contraire, la portée de l'interaction est courte et les effets de gaz dense restent faibles.

Pour conclure, il faut noter que la concentration le long de la courbe de séparation de phase est donnée par l'expression suivante :

$$x_{3s}(T) = 0{,}0648\left[1+8{,}4\,T^2+9{,}4\,T^3\right], \tag{7}$$

qui est en excellent accord avec les mesures de Watson ([14]), constatation qui vient étayer d'une manière indépendante les résultats numériques ([6]).

(*) Séance du 16 septembre 1974.

([1]) D. Bloyet, A. Ghozlan, P. Piéjus, M. Sudraud, E. Varoquaux et D. Le Fur, Présenté à ICEC IV (Eindhoven 1972) et rapport à circulation restreinte.

([2]) A. Ghozlan, J. Avenel, D. Bloyet et E. Varoquaux, *Comptes rendus*, 275, série B, 1972, p. 403.

([3]) A. Ghozlan, D. Bloyet et E. Varoquaux, *Comptes rendus*, 275, série B, 1972, p. 375.

([4]) A. Ghozlan, *J. Phys.*, 33, 1972, p. 415.

([5]) Y. Disatnik et H. Brucker, *J. Low. Temp.*, 7, 1972, p. 491.

([6]) J. C. Wheatley, *In. Quantum Fluids*, éd. D. F. Brewer, North Holland, 1966, p. 183,

([7]) A. Gladun et V. P. Peskhov, *J. E. T. P.*, 62, 1972, p. 1853.

([8]) M. Sudraud et M. Varoquaux, *Comptes rendus*, 278, série B, 1974, p. 921.

([9]) H. van Dijk et M. Durieux, *Physica XXIV*, 1958, p. 1.

([10]) A. Ghozlan, P. Piéjus et E. Varoquaux, *Comptes rendus*, 269, série B, 1969, p. 344.

([11]) N. R. Brubaker, D. O. Edwards, R. E. Sarwinski, P. Seligmann et R. A. Sherlock, *Phys. Rev. Lett.*, 25, 1970, p. 715.

([12]) R. A. Sherlock et D. O. Edwards, *Phys. Rev.*, 8 A, 1973, p. 2744.

([13]) W. E. Massey et M. B. Yim, *Phys. Rev.*, 8 A, 1973, p. 2741.

([14]) E. Watson, *Thèse Cornell Univ.*, 1972 (non publiée).

Institut d'Électronique fondamentale,
Laboratoire associé au C. N. R. S.
Bât. 220,
Université Paris XI,
91405 *Orsay.*

ASTROPHYSIQUE. — *Une explosion de l'étoile* HD 200 120 ([1]). Note (*) de M. **Michel Duval**, M^lle **Marie Lacoarret**, M^me **Renée Herman** et M. **Henri Hubert**, présentée par M. Charles Fehrenbach.

Nous avons observé en décembre 1973 une explosion d'hydrogène dans l'étoile HD 200 120 par son émission dans le spectre d'hydrogène. Cette étoile fait partie d'une série d'étoiles situées dans les bras spiraux de la Galaxie et dont l'âge peut être évalué à 20 10^6 ans. Nous publions un tableau d'étoiles de ce type que nous observons régulièrement. Le cycle d'activité pour ces étoiles est de l'ordre d'une vingtaine d'années ou plus.

Durant une mission à l'Observatoire de Haute-Provence en décembre 1973, deux d'entre nous ont observé l'étoile HD 200 120 (f_1 *Cyg.*). Des spectres ont été pris à petite dispersion au télescope de 120 cm, à l'aide du spectrographe à prismes (dispersion 77 A/mm à Hγ) sur plaque 103 a F et, à grande dispersion, au télescope de 152 cm, à l'aide de la chambre GB du spectrographe à réseau du coudé (dispersion 12 A/mm), sur plaque II a O.

Le spectre était très différent de celui que nous avions l'habitude d'observer. En effet, toute la série de Balmer de l'hydrogène était en émission. La dernière raie observable, à petite dispersion (*planche* I) était H 10 et H 19 à grande dispersion. Dans ce dernier cas, il semble même que le continu Balmer semblait exister en émission.

En étudiant les observations publiées dans la littérature de cette étoile, l'un de nous avait envisagé, en 1964, une période de 25 ans pour les explosions d'hydrogène; en effet, les observations anciennes, faites par Merrill et McLaughlin, semblaient indiquer une telle périodicité. McLaughlin a souligné en août 1948, que les raies d'émission Balmer étaient observables jusqu'à H 15.

Le phénomène est plus complexe et on observe, comme le montre la planche I, des variations de largeurs de l'émission et même, à certaines époques, l'existence d'une faible absorption fine caractérisant une enveloppe absorbante.

McLaughlin avait observé, pendant la période 1946-1948, de grandes variations V/R ([2]) avec une composante R toujours la plus forte (V/R < 1). Sur la planche II, nous montrons qu'effectivement, le spectre pris en 1973 montre bien un rapport V/R très petit alors qu'en 1961, c'est l'inverse. Ceci donne à penser qu'en 1973 les couches extérieures absorbantes comprimaient l'étoile alors qu'en 1961, les couches extérieures étaient en expansion.

Nous avons recherché dans notre programme d'observation ([3]) toutes les étoiles présentant des caractères communs à celle-ci. La liste de ces étoiles est indiquée dans le tableau. La première colonne donne le numéro HD de l'étoile, la deuxième colonne donne la classification spectrale effectuée par J. Lesh ([4]) et la troisième colonne, celle de Rojas-Herman ([5]).

Ces étoiles sont parfois difficiles à classer, mais font partie du groupe indiqué par Schmidt-Kaler ([6]) qui comprend des Bpe et des B 0-2 III-Ve. Ces étoiles sont d'excellents repères pour tracer les bras spiraux de notre Galaxie et Schmidt-Kaler les indique comme « groupe dB 0e ». Elles sont au-dessus de la séquence principale et sont probablement au commencement de la contraction « overall ». D'ailleurs, A.M. Delplace et H. Hubert ([7])-

TABLEAU

N° HD	Lesh	R-H	N° HD	Lesh	R-H
10 516	B 2 VP	O 9, 5 V ?	58 050	B 2 V	–
11 606	–	B 1 V ?	65 875	B 2, 5 V	B 1 V ?
24 534	O 9, 5 P	B 0-O 9 ??	148 184	B 1, 5 V	–
28 497	B 1, 5 V	B 2 V	164 284	B 2 V	B 2 V
30 076	B 2 V	B 2 V ??	177 648	–	B 4 V-IV ?
32 343	B 2, 5 V	B 3 V	192 445	–	B 2 V
32 991	B 2 V	B 3, 5 V	193 009	–	B 0 V ?
36 576	B 2 IV-V	B 2 V-IV	199 356	–	O 9 III ?
37 657	–	B 3-4 V	200 120	B 1, 5 V	O 9 V ?
38 010	–	B 1 ?	202 904	B 2 V	B 2 V-IV
41 335	B 2 V	B 3 V ?	203 374	B 0 (*)	
44 458	B 1 V	–	203 467	–	B 3 III
45 314	(B 1 V ::)	–	206 773	B 0 n (*)	
45 725	B 3, 5	–	212 044	–	B 1 V ?
45 910	B 3 (*)	–	212 076	B 2 IV-V	B 2 IV
45 995	B 2, 5	–	212 571	B 1 V	B 0, 5 III
50 083	(B 2)	–	224 559	B 4 V	B 4 V ?
50 820	B 3 IV	–			

(*) Classification MKK.

avaient déjà souligné l'existence d'un « premier groupe » d'étoiles Be contenant des étoiles où l'émission, très forte, affecte les termes élevés de la série de Balmer. Certaines d'entre elles présentent, en outre, une enveloppe absorbante d'hydrogène.

(*) Séance du 25 novembre 1974.

(1) HD 200 120 (f_1 *Cyg.*) $\alpha_{1950} = 20\,h\,50\,mn$, $\delta_{1950} = 47°19'$.

(2) Quand la raie d'émission H est coupée par une absorption supplémentaire due à l'enveloppe absorbante entourant l'étoile, la raie complexe donne l'impression de deux raies d'émission. On nomme V l'intensité de la raie d'émission située du côté violet de la raie d'absorption et R l'intensité de la raie d'émission située du côté rouge de la raie d'absorption.

(3) Toutes les étoiles Be de magnitude ≤ 7 et de déclinaison $\geq -20°$.

(4) J. LESH, *Ap. J. Suppl.*, 17, 1968, p. 371.

(5) H. ROJAS et R. HERMAN, *Comptes rendus*, 240, 1965, p. 727.

(6) TH. SCHMIDT-KALER, *Z. für Astrophys.*, 58, 1964, p. 241.

(7) A.-M. DELPLACE et H. HUBERT, *Colloque Franco-Soviétique*, Moscou, 1974.

Observatoire de Haute-Provence
et
Observatoire de Paris,
Section d'Astrophysique,
92190 *Meudon.*

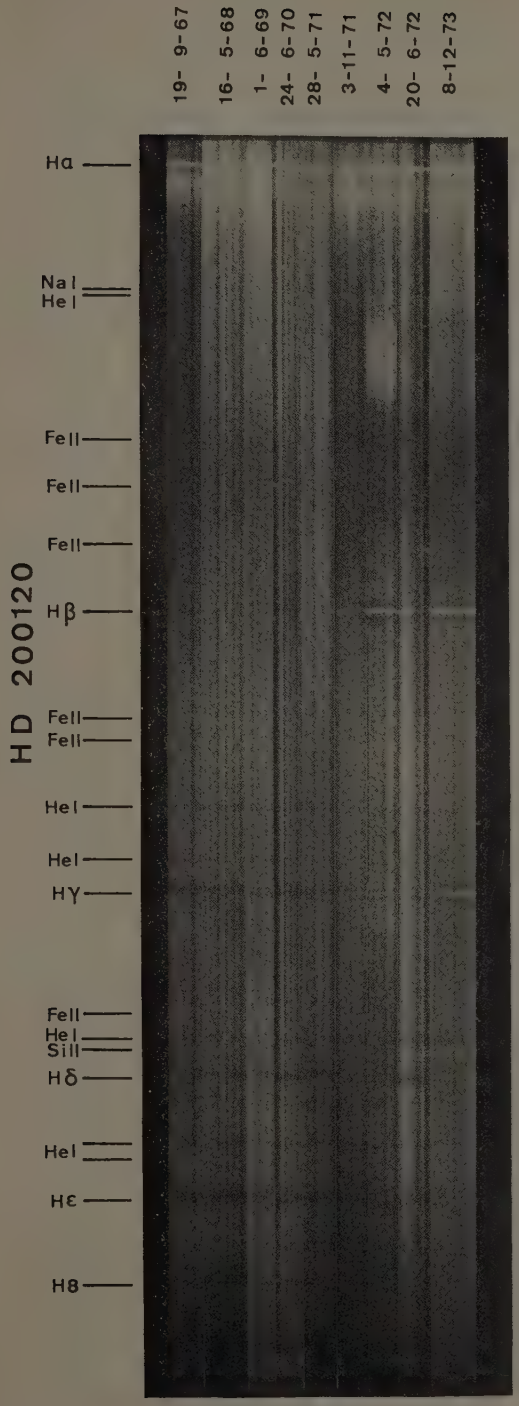


Planche I

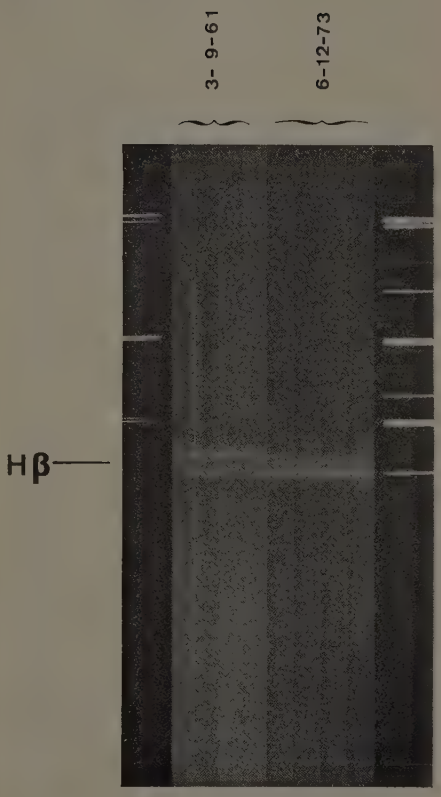
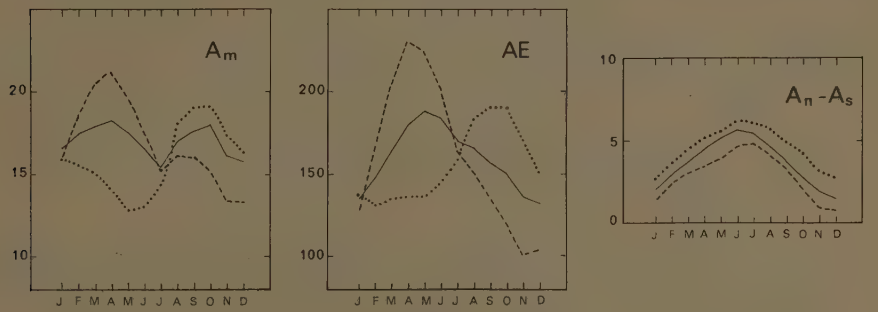


Planche II

MAGNÉTISME TERRESTRE. — *Influence de la polarité du champ magnétique interplanétaire sur la variation annuelle et sur la variation diurne de l'activité magnétique.* Note (*) de M^me **Annick Berthelier**, présentée par M. Jean Coulomb.

On montre que les maximums des variations annuelles et diurnes de l'activité magnétique s'interprètent de façon cohérente si on fait l'hypothèse que l'activité est favorisée lorsqu'augmente l'angle entre la composante azimuthale du champ magnétique interplanétaire et l'axe du dipôle.

La variation annuelle de l'activité magnétique présente deux maximums en mars et septembre. Parmi les diverses explications proposées on a pu distinguer celles qui cherchent à relier le phénomène à la variation de la latitude héliographique de la Terre ([1]), et les autres qui se réfèrent à la variation saisonnière de l'angle entre l'axe géographique et la ligne Terre-Soleil ([2]). En particulier d'après McIntosh ([2]) l'activité est favorisée lorsque



(*a*) (*b*) (*c*)

Fig. 1. — Variation annuelle de A_m, AE et $A_n - A_s$ pour tous les jours (trait fin), et en distinguant les jours à polarité positive (pointillé), ou négative (tireté).

l'angle « Φ_3 » entre l'axe du dipôle et la ligne Terre-Soleil est proche de 90°. Il explique ainsi les maximums équinoxiaux de la variation annuelle, et il prévoit et vérifie expérimentalement l'existence d'une variation diurne de l'activité différente suivant la saison. L'hypothèse de McIntosh est soutenue par les travaux plus récents de Boller et Stolov ([3]) qui proposent qu'une partie de l'activité soit le fait d'instabilités de Kelvin-Helmoltz dont la probabilité augmente quand $\cos^2 \Phi_3$ diminue.

Lorsqu'on tient compte de la polarité du champ magnétique interplanétaire (CMI), la variation annuelle de l'activité apparaît très différente : pour une polarité négative on observe surtout le maximum de printemps, pour une polarité positive le maximum d'automne [([4]), ([5])]. Ceci rend insuffisante toute interprétation ne différenciant pas les équinoxes.

Dans cette Note nous précisons ce résultat concernant la variation annuelle de l'activité et, suivant la même démarche que McIntosh, nous analysons la variation diurne de l'activité suivant la saison et la polarité du CMI afin de rechercher une interprétation cohérente des variations annuelles et diurnes.

1. Variation annuelle de l'activité magnétique. — Nous distinguons deux classes de jours suivant la polarité dominante du CMI telle qu'elle a été déterminée par Wilcox et Colburn [(6), (7), (8)] de 1964 à 1969. Les variations annuelles des indices d'activité planétaire A_m (9), et aurorale AE présentent chacune un maximum de printemps pour une polarité négative, un maximum d'automne pour une polarité positive [*fig.* 1 (*a*), (*b*)]. On observe les mêmes caractéristiques sur les indices d'activité hémisphériques Nord et Sud A_n et A_s. La différence d'activité $A_n - A_s$ reste régulièrement plus élevée pour les jours à polarité positive confirmant l'existence d'une asymétrie hémisphérique (10) du même ordre en toute saison (*fig.* 1 *c*).

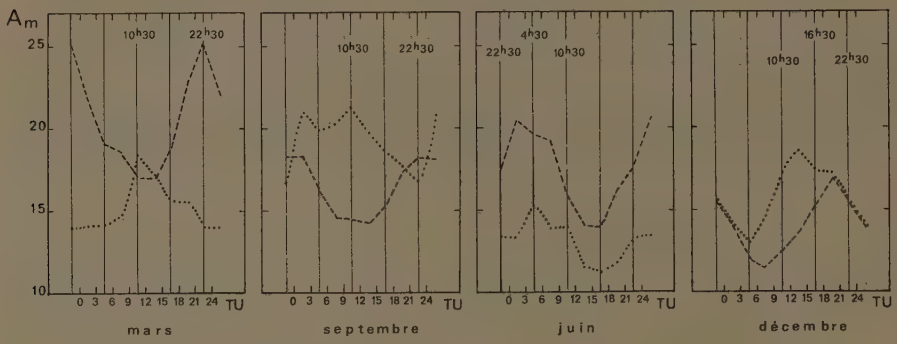


Fig. 2. — Variation diurne de A_m pour quatre saisons, en moyenne sur 1964 à 1969, pour une polarité du CMI positive (pointillé) et négative (tireté).

2. Variation diurne de l'activité magnétique. — Nous calculons la variation diurne de A_m pour quatre saisons de 90 jours centrées sur chaque solstice et équinoxe en moyenne sur 6 ans (1964 à 1969), et en distinguant les jours à polarité négative et positive.

Aux deux équinoxes, alors que la théorie de McIntosh prévoit deux maximums vers 10 h 30 mn et 22 h 30 mn, on observe seulement le maximum de 10 h 30 mn pour une polarité positive, celui de 22 h 30 mn pour une polarité négative (*fig.* 2). Nous voyons donc que de même que les maximums de printemps et d'automne de la variation annuelle doivent être attribués à l'une et l'autre des polarités du CMI, les deux maximums de la variation diurne de l'activité aux équinoxes (3) apparaissent séparément suivant la polarité du CMI.

Aux solstices, les variations diurnes prévues et observées lorsqu'on ne tient pas compte de la polarité sont en opposition de phase avec un maximum vers 4 h 30 mn en juin, vers 16 h 30 mn en décembre. Ces maximums se trouvent décalés vers 10 h 30 mn pour une polarité positive, vers 22 h 30 mn pour une polarité négative (*fig.* 2).

3. Discussion. — Le changement de polarité du CMI correspond en moyenne à un changement de signe des composantes B_x et B_y du CMI que nous prendrons pour simplifier en coordonnées écliptiques : B_x est dirigé suivant la ligne Terre-Soleil, B_y est perpendiculaire à B_x dans le plan de l'écliptique. Expérimentalement [(12), (13)] et théoriquement [(14), (15)] on a pu montrer que les effets de la polarité du CMI sont reliés en priorité à la composante azimuthale B_y. Nous avons représenté (*fig.* 3) les directions respectives de la ligne Terre-Soleil, de l'axe géographique et de B_y pour les équinoxes et les solstices,

ainsi que le cône décrit par l'axe du dipôle autour de l'axe géographique au cours de la variation diurne. La valeur moyenne de l'angle entre B_y et l'axe du dipôle est plus élevée pour B_y négatif en mars, pour B_y positif en septembre. On peut essayer de relier la variation annuelle de l'activité à la variation de cet angle : l'activité serait favorisée lorsque sa valeur moyenne augmente. Dans cette hypothèse, la variation diurne de cet angle conduit à prévoir une activité plus forte vers 10 h 30 mn pour une polarité positive, vers 22 h 30 mn pour une polarité négative, quelle que soit l'époque de l'année.

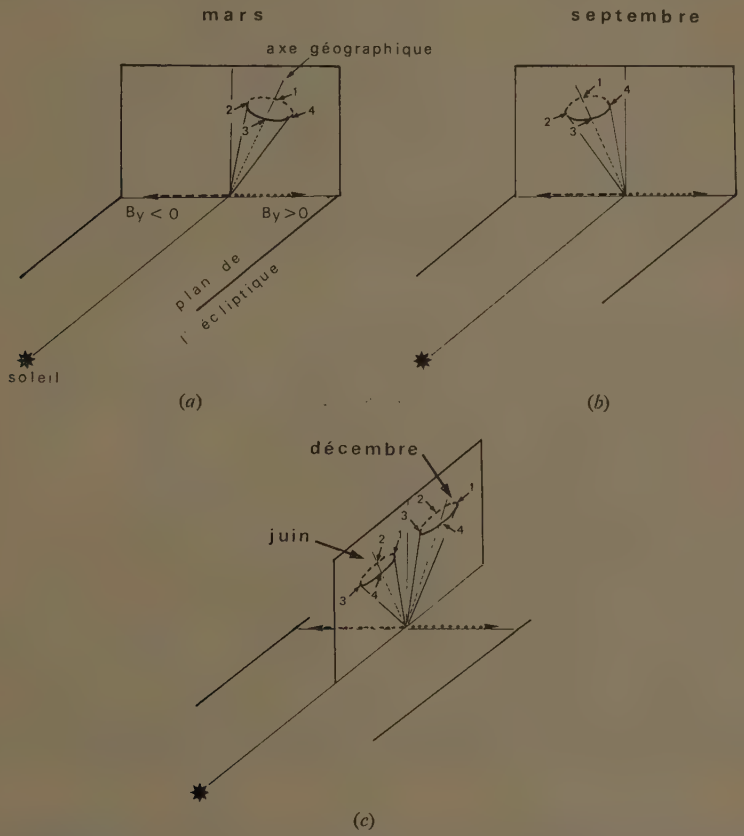


Fig. 3. — Représentation schématique, aux quatre saisons, de B_y et du cône décrit par l'axe du dipôle au cours de la variation diurne. Les positions 1, 2, 3, 4 correspondent respectivement aux heures T. U. 4 h 30 mn, 10 h 30 mn, 16 h 30 mn et 22 h 30 mn.

C'est exactement la variation diurne de l'activité observée aux équinoxes. Aux solstices les heures des maximums observés peuvent s'expliquer par la superposition à cet effet de l'influence de l'effet McIntosh. On peut vérifier en faisant les sommes et les différences des variations diurnes de juin et décembre « J + D » et « J—D » (*fig.* 4) que :

1° L'effet type McIntosh, en opposition de phase d'un solstice à l'autre est éliminé dans « J + D »; on observe sur « J + D » un maximum vers 10 h 30 mn pour une polarité positive, vers 22 h 30 mn pour une polarité négative.

2° L'effet relié à l'angle entre B_y et l'axe du dipôle, en phase aux deux solstices est éliminé dans « J—D »; on observe sur « J—D » un maximum à 4 h 30 mn, un minimum à 16 h 30 mn.

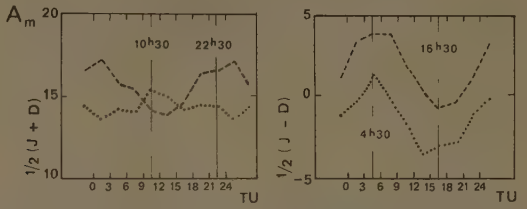


Fig. 4. — Demi-somme et demi-différence des variations diurnes de A_m pour juin et décembre.

Comme l'effet McIntosh est beaucoup plus faible sur la variation annuelle, et sur la variation diurne aux équinoxes que sur la variation diurnes aux solstices [([13]), ([16])], il n'est pas surprenant que son influence ne soit manifeste que dans ce dernier cas.

(*) Séance du 13 janvier 1975.

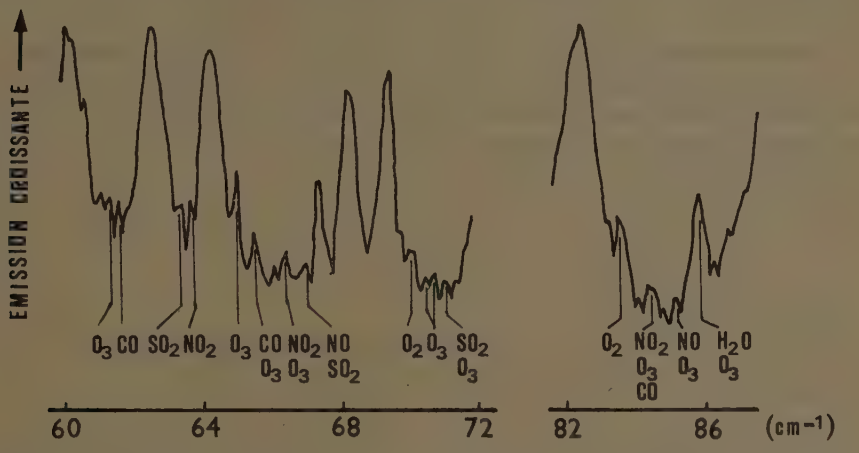
([1]) A. L. Cortie, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 73, 1913, p. 52.
([2]) D. H. McIntosh, *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, sér. A, 251, 1959, p. 525.
([3]) B. R. Boller et H. L. Stolov, *J. Geophys. Res.*, 75, 1970, p. 6073.
([4]) J. L. Burch, *J. Geophys. Res.*, 78, 1973, p. 1047.
([5]) C. T. Russel et R. L. McPherron, *J. Geophys. Res.*, 78, 1973, p. 92.
([6]) J. M. Wilcox et D. S. Colburn, *J. Geophys. Res.*, 74, 1969, p. 2388.
([7]) J. M. Wilcox et D. S. Colburn, *J. Geophys. Res.*, 75, 1970, p. 6366.
([8]) J. M. Wilcox et D. S. Colburn, *J. Geophys. Res.*, 77, 1972, p. 751.
([9]) P. N. Mayaud, C. N. R. S., Paris, 1968.
([10]) A. Berthelier et C. Guerin, *Space Res.*, 13, 1973, p. 661.
([11]) P. N. Mayaud, *Ann. Géophys.*, 23, 1967, p. 585.
([12]) E. Friis-Christensen, K. Lassen, J. Wilhjelm, J. M. Wilcox, W. D. Gonzalez, et D. S. Colburn, *J. Geophys. Res.*, 77, 1972, p. 3371.
([13]) A. Berthelier, J. J. Berthelier et C. Guerin, *J. Geophys. Res.*, 79, 1974, p. 3187.
([14]) D. P. Stern, *J. Geophys. Res.*, 78, 1973, p. 7292.
([15]) W. D. Gonzalez et F. S. Mozer, *J. Geophys. Res.*, 79, 1974, p. 4189.
([16]) P. N. Mayaud, *Ann. Géophys.*, 26, 1970, p. 313 : *voir* la figure 6 où est donnée une évaluation des amplitudes des variations annuelles et diurnes de l'activité due à l'effet McIntosh.

Groupe de Recherches Ionosphériques,
4, *avenue de Neptune,*
94100 *Saint-Maur.*

PHYSIQUE ATMOSPHÉRIQUE. — *Mesures des concentrations de constituants minoritaires dans la stratosphère.* Note (*) de MM. **André Marten** et **Yves Chauvel**, présentée par M. Edmond-A. Brun.

A partir de mesures de spectrométrie d'émission dans l'infrarouge lointain, les auteurs présentent des résultats de concentrations concernant un certain nombre d'espèces chimiques de la stratosphère.

De nombreux constituants gazeux atmosphériques présentent, dans l'infrarouge lointain, des raies spectrales de rotation pure qui peuvent être étudiées simultanément dans un spectre mesuré par une méthode appropriée de spectrométrie de Fourier à haute résolution ([1]). Dans la basse stratosphère, on a obtenu ([2]) par cette technique expérimentale,



Détails de spectre mesuré en juillet 1973, à bord de *Concorde* 001, (résolution spectrale : 0,125 cm^{-1}). Parmi les raies de constituants identifiés, on notera les raies relativement intenses de O_2, dont la concentration volumique est constante dans la stratosphère; celles-ci permettent un étalonnage précis du spectre.

à bord de l'avion *Concorde* 001, des spectres d'émission atmosphérique dans la gamme spectrale 40-130 cm^{-1}. On expose ici la méthode d'analyse de ces données spectrales ainsi que les résultats de concentrations déduits de ces données pour sept espèces chimiques : H_2O, O_3, N_2O, NO, NO_2, CO, SO_2.

A l'altitude des vols (15 km environ), tous les constituants, H_2O et O_3 exceptés, sont caractérisés par de faibles raies spectrales d'émission, dont les largeurs à mi-hauteur $\Delta\sigma$ sont inférieures à 5.10^{-2} cm^{-1}. La résolution du spectromètre (0,125 cm^{-1}) définissant un intervalle spectral résolu de largeur supérieure à $\Delta\sigma$, une raie caractéristique, centrée à un nombre d'onde σ_0, est par suite restituée sous forme d'un motif spectral plus large distribué de σ_1 à σ_2 autour de σ_0. On ne peut donc pas obtenir avec une précision suffisante la densité d'énergie d'émission $B(\sigma_0)$ caractéristique d'une raie faible. Cependant la largeur équivalente de la raie, W_{σ_0}, qui est une quantité intégrée sur l'intervalle (σ_1, σ_2),

indépendante de la fonction d'appareil ([3]), constituera l'information spectrale spécifique que l'on utilisera dans la détermination de la concentration du constituant étudié.

En effet, l'énergie totale émise dans une raie isolée, $\int_{\sigma_1}^{\sigma_2} B(\sigma)\, d\sigma$, s'exprime simplement, si le milieu atmosphérique étudié est isotherme (de température $\overline{T}$), par la quantité $B_T(\sigma_0, \overline{T})\, W_{\sigma_0}$, proportionnelle à la largeur équivalente de la raie considérée; $B_T(\sigma_0, \overline{T})$ est la fonction de Planck calculée à σ_0 pour la valeur $\overline{T}$. L'hypothèse d'un profil en altitude $T(h) = \overline{T}$, qui est introduite ici, est parfaitement justifiable dans la basse stratosphère : les écarts de température par rapport à une valeur $\overline{T} = 220$ K sont presque toujours inférieurs à 10 K, et ces variations possibles modifient de moins de 5 % la fonction $B_T(\sigma, \overline{T})$ dans la gamme spectrale explorée.

Si l'on admet un profil lorentzien de raie spectrale, W_{σ_0} se définit uniquement ([3]) à partir de paramètres spécifiques [intensité intégrée $S(\sigma_0, T)$ et largeur à mi-hauteur $\delta\sigma(\overline{T}, p)$ du profil de raie], et de la quantité d'absorbant, $a = \int_{l_0}^{\infty} \rho(h)\, dl$, sur un trajet optique de longueur $l = h \sec\theta$, ($\theta \leqq 80°$), où $\rho(h)$ est le profil de concentration en altitude. W_{σ_0} admet deux expressions limites simples ([3]) : $W_{\sigma_0} = Sa$ et $W_{\sigma_0} = \sqrt{4\, S a \delta\sigma}$, qui seront qualitativement associées à des raies faibles et fortes ([4]), c'est-à-dire à des absorptions intégrées sur le trajet optique faibles et fortes.

TABLEAU

Espèces chimiques...	H_2O	O_3	N_2O	NO	NO_2	CO	SO_2
Références des données théoriques ou mesurées S et $\delta\sigma$.....	([6])-([8])	([11]), ([16]), ([17])	([22]), ([25])	([26]), ([27])	([31]), ([32])	([35]), ([36])	([32]), ([40]) ([41])
Rapport de mélange en volume moyen r.....	2.10^{-6}	2.10^{-6}	2.10^{-7}	1.10^{-8}	7.10^{-9}	8.10^{-9}	3.10^{-10}
Densité de colonne verticale (nombre de molécules par centimètre carré).....	5.10^{18}	5.10^{18}	5.10^{17}	3.10^{16}	2.10^{16}	2.10^{16}	8.10^{14}
Références de mesures de concentrations.....	([13])-([15])	([18]), ([19])	([24]), ([25]), ([33])	([28])-([30])	([28]), ([33]), ([34])	([37])-([39])	([33])

H_2O : une méthode de comparaison ([9]) avec les raies de O_2 [([10])-([12])], conduit à une valeur de concentration à 15 km : $\rho = 2{,}4.10^{-10}$ g/cm^3 ; de nombreuses raies fortes sont présentes dans le spectre : la dispersion des résultats de concentrations est inférieure à 30 %.

O_3 : calculé à partir des raies fortes, (branche Q), r, qui est intégré sur la gamme d'altitudes 15-21,5 km, peut être considéré comme une valeur moyenne à 18 km. Cette estimation permet d'évaluer, de façon sûre, les largeurs équivalentes des autres constituants susceptibles d'être présents ([44]).

N_2O : les valeurs de r sont estimées à 2 ± 1.10^{-7}, en accord avec les données de mesures récentes.

NO_x : du fait de la faible importance des raies spectrales et de l'utilisation de données imprécises de laboratoire, les valeurs calculées relatives à NO et NO_2 doivent être considérées comme des limites supérieures de concentrations dans la gamme 15-28 km d'altitude.

CO : la valeur de r traduit la diminution déjà observée du rapport de mélange au-dessus de la tropopause.

SO_2 : le résultat obtenu confirme l'estimation incertaine de Harries ([33]), conduisant à 3.10^{15} mol.cm^{-2} au dessus de 15 km.

Par suite, à partir de la mesure de W_{σ_0} et des données connues, calculées ou mesurées, de $\delta\sigma$ et S, il est aisé de déduire la concentration intégrée a d'un constituant ([42]). De plus si, pour chaque constituant, l'on admet un rapport de mélange r sensiblement constant sur le trajet optique de mesure, on peut montrer que la quantité a, relative à un trajet atmosphérique non isobare, se définit à partir de l'expression $\rho(h_0)\, H \sec\theta$, qui permet le calcul de la concentration à l'altitude $h = h_0$ des vols; H est l'échelle de hauteur atmosphérique, de l'ordre de 6,5 km dans la basse stratosphère.

L'hypothèse introduite ci-dessus, (r indépendant de l'altitude), implique alors que l'on associe aux largeurs équivalentes de raies, faibles ou fortes, des échelles de hauteur égales à H ou H/2. D'une autre façon, on peut dire que les énergies détectables caractéristiques de ces deux types de raies proviennent essentiellement de couches atmosphériques d'épaisseurs 2H et H, situées au-dessus de l'altitude h_0 de vol ([43]). Par suite les rapports de mélange correspondants, que l'on calculera par cette méthode, constitueront des valeurs moyennes sur des couches d'épaisseurs de l'ordre de 13 ou 6,5 km.

Les résultats de concentrations, que l'on présente sous forme de tableau récapitulatif ([45]), ont été déduits de mesures spectrales effectuées en juillet 1973, à une altitude voisine de 15 km, au-dessus du golfe de Gascogne. La température moyenne à l'altitude de vol était de −56 C; la hauteur de la tropopause se situait à environ 11,5 km.

La liste d'espèces chimiques analysées ici n'est pas limitative; il est certain en effet que des mesures à plus haute résolution spectrale, éventuellement dans des gammes voisines, de l'infrarouge lointain, peuvent permettre, tout en précisant ces résultats, la recherche d'autres constituants (HNO_3, H_2O_2 . . .) dont la connaissance est nécessaire à l'étude de la chimie de la stratosphère.

(*) Séance du 6 janvier 1975.

([1]) A. Marten et Y. Chauvel, soumis à publication.

([2]) A. Marten, G. Belbeoch, Y. Chauvel et P. Rabache, *Comptes rendus*, 278, série B, 1974, p. 485.

([3]) R. M. Goody, *Atmospheric Radiation, I, Theoretical basis*, The Clarendon Press, Oxford, 1964.

([4]) G. N. Plass, *Appl. Opt.*, 2, 1963, p. 515.

([5]) A. E. S. Green et M. Griggs, *Appl. Opt.*, 2, 1963, p. 561.

([6]) C. W. Querfeld, Communication privée.

([7]) W. S. Benedict, données non publiées de H_2O.

([8]) R. T. Hall et J. M. Dowling, *J. Chem. Phys.*, 47, 1967, p. 2454.

([9]) W. J. Burroughs et J. E. Harries, *Nature*, 227, 1970, p. 824.

([10]) H. A. Gebbie, W. J. Burroughs et G. R. Bird, *Proc. Roy. Soc.*, A 310, 1969, p. 579.

([11]) P. Rabache, données non publiées de O_2 et O_3.

([12]) A. E. Schulze et C. W. Tolbert, *Nature*, 200, 1963, p. 747.

([13]) H. J. Mastenbrook, *J. Atmos. Sci.*, 28, 1971, p. 1495.

([14]) J. E. Harries, *J. Atmos. Sci.*, 30, 1973, p. 1691.

([15]) A. Goldman, D. G. Murcray, F. H. Murcray, W. J. Williams et J. N. Brooks, *Appl. Opt.*, 12, 1973, p. 1045.

([16]) E. K. Gora, *J. Mol. Spectry.*, 3, 1959, p. 78.

([17]) C. D. Walshaw, *Proc. Phys. Soc.*, A 68, 1955, p. 530.

([18]) E. Vigroux, *Ann. Géophys.*, 25, 1969, p. 163.

([19]) H. U. Dütsch, dans *Advances in Geophysics*, 15, Academic Press, New York, 1971.

([20]) H. Sakai et F. R. Stauffer, *J. Opt. Soc. Am.*, 54, 1964, p. 759.

([21]) G. N. Plass, *J. Opt. Soc. Am.*, 55, 1965, p. 104.

([22]) C. H. Townes et A. L. Schawlow, *Microwave Spectroscopy*, Mc Graw-Hill, New York, 1955.

([23]) G. D. T. Tejwani et P. Varanasi, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 11, 1971, p. 1659.

([24]) K. Schütz, C. Junge, R. Beck et B. Albrecht, *J. Geophys. Res.*, 75, 1970, p. 2230.

(25) A. Goldman, D. G. Murcray, F. H. Murcray et W. J. Williams, *J. Opt. Soc. Am.*, 63, 1973, p. 843.

(26) E. D. Palik et K. N. Rao, *J. Chem. Phys.*, 25, 1956, p. 1174.

(27) R. T. Hall et J. M. Dowling, *J. Chem. Phys.*, 45, 1966, p. 1899.

(28) J. C. Fontanella, A. Girard, L. Gramont et N. Louisnard, *Comptes rendus*, 278, série B, 1974, p. 181.

(29) R. A. Toth, C. B. Farmer, R. A. Schindler, O. F. Raper et P. W. Schaper, *Nature Phys. Sci.*, 244, 1973, p. 7.

(30) M. Loewenstein, J. P. Paddock, I. G. Popoff et H. F. Savage, *Nature*, 249, 1974, p. 817.

(31) G. R. Bird, G. R. Hunt, H. A. Gebbie et N. W. B. Stone, *J. Mol. Spectry*, 33, 1970, p. 244.

(32) G. D. T. Tejwani, *J. Chem. Phys.*, 57, 1972, p. 4676.

(33) J. E. Harries, D. G. Moss et N. R. Swann, *Nature*, 250, 1974, p. 475.

(34) M. Ackerman et C. Muller, *Nature*, 240, 1972, p. 300.

(35) J. M. Dowling, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 9, 1969, p. 1613.

(36) R. B. Sanderson, H. E. Scott et J. T. White, *J. Mol. Spectry*, 38, 1971, p. 252.

(37) W. Seiler et P. Warneck, *J. Geophys. Res.*, 77, 1972, p. 3204.

(38) E. Hesstvedt, *Nature*, 225, 1970, p. 50.

(39) A. Goldman, D. G. Murcray, F. H. Murcray, W. J. Williams, J. N. Brooks et C. M. Bradford, *J. Geophys. Res.*, 78, 1973, p. 5273.

(40) N. W. B. Stone, *Ph. D. Thesis*, University of London, 1964.

(41) H. A. Gebbie, N. W. B. Stone, G. Topping, E. K. Gora, S. A. Clough et F. X. Kneizys, *J. Mol. Spectry*, 19, 1966, p. 7.

(42) Lorsque S n'est pas connu théoriquement, il est nécessaire de calculer une valeur de a équivalente à un trajet de laboratoire, pour lequel existent, dans la gamme spectrale analysée, des mesures d'absorption du gaz étudié, et de comparer les largeurs équivalentes directement associées (5).

(43) Ce résultat constitue une justification supplémentaire *a posteriori* de l'hypothèse $T(h) = \bar{T}$ adoptée.

(44) Lorsque deux constituants i et j sont considérés présents dans le même intervalle spectral (σ_1, σ_2), $W_{\sigma 0 i}$ recherché s'exprime simplement à partir de $W_{\sigma 0 j}$ calculé et de W_{σ_0} total mesurable dans le spectre [(20), (21)].

(45) Pour la clarté du texte, les principales références bibliographiques se rapportant à chacun des constituants ont été reportées dans le tableau.

Centre National d'Études des Télécommunications,
Département RSR,
38-40, *rue du Général-Leclerc,*
92131 *Issy-Les-Moulineaux.*

COMPTES RENDUS HEBDOMADAIRES DES SÉANCES DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES

CONTENTS

VOLUME 280 — SECTION B

No. 8 — SESSION OF FEBRUARY 24th 1975

Fluid Mechanics

Study of Pressure Oscillations on a Circular Cylinder, by Christian Berger, Pierre Calvet, André Giovannini and Patrick Hebrard..... 203

After perfecting fast miniature pressure transducers, it is possible to characterize the time-dependent pressure field on small cylindrical bodies. A numerical model, based on a distribution of singular vortices in an inviscid flow, leads to the mean pressure distribution on the cylinder and to the fluctuations on its front part.

Rheology

Investigation of the Influence of the Acceleration of Vibration on the Rheological Properties of Mixtures of Sand or Cement with Water. Attempt to find a Definition of a Zone of Optimum Vibration, by Claude Legrand and Roland Gourvès..... 207

In an earlier publication we studied the influence of the frequency γ of nonabsorbed sinusoïdal vibrations on the rheological properties of mixtures of sand or cement with water.

Two parameters being sufficient to determine such vibration, we have now completed this study, vayring the acceleration γ of the vibration.

Heating

Thermostatic of Plan Insolator, by Jean Fléchon, Germain Martin and Ibrahima Touré..... 211

A temperature limit T_e characterising the green-house effect is found for a plan insolator of steady heat capacity covered with one to n glasses, exposed at a constant power of solar energy. Experiments confirm the theory which is built by starting from black body radiation law. The influence of incidence is examined.

Plasma Physics

Electrons and Excited Atoms Ahead of a Shock Wave in Argon, by Michel Pinègre and Pierre Valentin..... 215

Experimental investigations of precursors ahead of pressure driven shock waves in argon show that electron density number and excited atoms density numbers are 10^{18} m^{-3} and 10^{13} m^{-3} respectively when shock wave velocity is 7,500 m/s.

Study by Electronic Paramagnetic Resonance of the Three-Body Recombination in a Nitrogen Afterglow, by Simone Bediée and Henri Tchen..... 219

The three-body recombination coefficient in a nitrogen afterglow at pressures from 2.2 to 3.2 torr is determined by theoretical and experimental methods. The atomic concentrations are measured by the EPR method.

Plasma Spectroscopy

Calculation of Balmer Line Profiles, by Roland Stamm and Dietrich Voslamber..... 223

A simple approximation for the collision operator occurring in the unified theory of plasma line broadening is introduced. This approximation permits one to calculate easily and with reasonable accuracy the higher members of the Balmer series.

Electrotechnology (Electrical Engineering)

A Numerical Simulation of Converter-Fed Synchronous Machines, by Michel Lajoie-Mazenc, Gérard Rojat and Bernard Trannoy 227

The authors investigate, with the use of a numerical simulation the behaviour of synchronous machines fed by static converters. The analysis used is an extension of the method described in reference (1) for the case where the effect of saturation of the magnetic circuit is taken into account by finding the various fluxes in the windings using the machine's magnetizing curve. The evolution of the steady state machine variables obtained using the results from simulation are compared with those obtained experimentally.
The improvement obtained over the case where saturation is ignored (by making the classical assumptions) is shown.

Optics

Possibility for Optical Communication with a Frequency Modulated Laser Beam, by Michel Jeudy. 231

The existence of a reciprocal Doppler effect between the two orders diffracted by a moving grating provides new means for information transfer by frequency modulation in the optical domain.

Atomic Physics

Transfer of Excitation from the $4\,D_{5/2}$ *Level to the* $4\,D_{3/2}$ *Level of Sodium Induced in Collision with Neon Atoms*, by François Biraben, Bernard Cagnac and Gilbert Grynberg 235

We used two-photon spectroscopy without Doppler broadening to measure the transfer of excitation from the $4\,D_{5/2}$ level to the $4\,D_{3/2}$ level of sodium induced in collision with neon atoms. This cross-section has been measured to be $Q_{5/2,\,3/2} = 2.7 \pm 0.9\ 10^{-14}\ cm^2$. This result shows that two-photon spectroscopy is of interest for the study of collisions in highly D excited states.

Hertzian Spectronomy

Study of E. S. R. Hyperfine Spectra Evolution of DPPH Solutions with Concentration, by Roger Servant and Étienne Palangié 239

We point out, for X band, ESR hyperfine spectra (derivative) from DPPH benzene solutions, with concentrations varying from 1/10 mole/l to 1/1,000 mole/l.

It is shown that the evolution of these spectra, with progressive appearance of hyperfine structure, may be quantitatively foreseen, with precision, from Anderson's theory.

Solid State Physics

Study of Dielectric Properties of Selenium, by Jean Dubois and Hermann Mayer 243

The dielectric properties of metallic selenium have been studied on two samples, strongly compressed or melted in vacuum. After a careful study of the variations of the loss ($\mathrm{tg}\,\delta$) and of the dielectric constant (ε_r) in function of the temperature and of the frequency, we have confirmed the existence of a Debye absorption and we have calculated the activation energy of every type of the samples.

COMPTES RENDUS HEBDOMADAIRES DES SÉANCES DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES

TABLE DES ARTICLES

TOME 280 — N° 8 — SÉRIE B — SCIENCES PHYSIQUES

Séance du **24** février **1975**

PARTIE SCIENTIFIQUE

Mécanique des fluides

Étude des oscillations de pression à la surface d'un cylindre, par MM. *Christian Berger, Pierre Calvet, André Giovannini* et *Patrick Hebrard*..... 203

Rhéologie

Étude de l'influence de l'accélération de vibration sur les propriétés rhéologiques des mélanges de sable ou de ciment et d'eau. Essai de définition d'une zone de vibration optimale, par MM. *Claude Legrand* et *Roland Gourvès*..... 207

Thermique

Thermostatique d'un insolateur plan de capacité calorifique constante, par MM. *Jean Fléchon, Germain Martin* et *Ibrahima Touré*..... 211

Physique des plasmas

Densité électronique et densité d'atomes excités devant une onde de choc dans l'argon, par MM. *Michel Pinègre* et *Pierre Valentin*..... 215

Étude par résonance paramagnétique électronique de la recombinaison atomique à trois corps dans une post-décharge d'azote, par M^lle *Simone Bédiée* et M. *Henri Tchen*..... 219

Spectroscopie des plasmas

Calcul des profils de raies de la série de Balmer, par MM. *Roland Stamm* et *Dietrich Voslamber*..... 223

Électrotechnique

Sur l'étude par simulation numérique des machines synchrones alimentées par convertisseur tenant compte de l'effet de saturation, par MM. *Michel Lajoie-Mazenc, Gérard Rojat* et *Bernard Trannoy*..... 227

Optique

Possibilité de communications optiques par faisceau laser modulé en fréquence, par M. *Michel Jeudy*.. 231

Physique atomique

Transfert entre les niveaux 4 $D_{5/2}$ et 4 $D_{3/2}$ de l'atome de sodium par collision contre des atomes de néon, par MM. *François Biraben, Bernard Cagnac* et *Gilbert Grynberg*..... 235

Spectronomie hertzienne

Étude de l'évolution du spectre hyperfin de résonance magnétique électronique des solutions de diphényl picryl hydrazyl (DPPH) avec la concentration, par MM. *Roger Servant* et *Étienne Palangié*..... 239

Physique des solides

Étude des propriétés diélectriques du sélénium, par MM. *Jean Dubois* et *Hermann Mayer*..... 243

COMPTES RENDUS HEBDOMADAIRES DES SÉANCES DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES

TABLE DES ARTICLES

TOME 280 — N° 8 — SÉRIE B — SCIENCES PHYSIQUES

Séance du **24** février **1975**

AUTEURS

BÉDIÉE (M^lle Simone) et Henri TCHEN. — Étude par résonance paramagnétique électronique de la recombinaison atomique à trois corps dans une post-décharge d'azote 219

BERGER (Christian), Pierre CALVET, André GIOVANNINI et Patrick HEBRARD. — Étude des oscillations de pression à la surface d'un cylindre.. 203

BIRABEN (François), Bernard CAGNAC et Gilbert GRYNBERG. — Transfert entre les niveaux 4 $D_{5/2}$ et 4 $D_{3/2}$ de l'atome de sodium par collision contre des atomes de néon 235

CAGNAC (Bernard). — Voir *Biraben* (*François*) et *divers* 235

CALVET (Pierre). — Voir *Berger* (*Christian*) et *divers*. 203

DUBOIS (Jean) et Hermann MAYER. — Étude des propriétés diélectriques du sélénium 243

FLÉCHON (Jean), Germain MARTIN et Ibrahima TOURÉ. — Thermostatique d'un insolateur plan de capacité calorifique constante 211

GIOVANNINI (André). — Voir *Berger* (*Christian*) et *divers* 203

GOURVÈS (Roland). — Voir *Legrand* (*Claude*)..... 207

GRYNBERG (Gilbert). — Voir *Biraben* (*François*) et *divers* 235

HEBRARD (Patrick). — Voir *Berger* (*Christian*) et *divers* 203

JEUDY (Michel). — Possibilité de communications optiques par faisceau laser modulé en fréquence.. 231

LAJOIE MAZENC (Michel), Gérard ROJAT et Bernard TRANNOY. — Sur l'étude par simulation numérique des machines synchrones alimentées par convertisseur tenant compte de l'effet de saturation 227

LEGRAND (Claude) et Roland GOURVÈS. — Étude de l'influence de l'accélération de vibration sur les propriétés rhéologiques des mélanges de sable ou de ciment et d'eau. Essai de définition d'une zone de vibration optimale 207

MARTIN (Germain). — Voir *Fléchon* (*Jean*) et *divers*. 211

MAYER (Hermann). — Voir *Dubois* (*Jean*)..... 243

PALANGIÉ (Étienne). — Voir *Servant* (*Roger*)..... 239

PINÈGRE (Michel) et Pierre VALENTIN. — Densité électronique et densité d'atomes excités devant une onde de choc dans l'argon 215

ROJAT (Gérard). — Voir *Lajoie-Mazenc* (*Michel*) et *divers* 227

SERVANT (Roger) et Étienne PALANGIÉ. — Étude de l'évolution du spectre hyperfin de résonance magnétique électronique des solutions de diphényl picryl hydrazyl (DPPH) avec la concentration.... 239

STAMM (Roland) et Dietrich VOSLAMBER. — Calcul des profils de raies de la série de Balmer..... 223

TCHEN (Henri). — Voir *Bédiée* (M^lle *Simone*)..... 219

TOURÉ (Ibrahima). — Voir *Fléchon* (*Jean*) et *divers*. 211

TRANNOY (Bernard). — Voir *Lajoie-Mazenc* (*Michel*) et *divers* 227

VALENTIN (Pierre). — Voir *Pinègre* (*Michel*)..... 215

VOSLAMBER (Dietrich). — Voir *Stamm* (*Roland*)... 223

NOTES DES MEMBRES ET CORRESPONDANTS ET NOTES PRÉSENTÉES OU TRANSMISES PAR LEURS SOINS

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Étude des oscillations de pression à la surface d'un cylindre.* Note (*) de MM. **Christian Berger**, **Pierre Calvet**, **André Giovannini** et **Patrick Hebrard**, transmise par M. Edmond A. Brun.

La mise au point de capteurs de pression miniaturisés à réponse rapide, a permis de caractériser le champ de pression instantané sur des obstacles cylindriques de dimensions réduites. Un modèle de calcul en fluide parfait, fondé sur un schéma tourbillonnaire, permet de retrouver les répartitions de pression moyenne sur le cylindre et les fluctuations sur la partie frontale.

1. Suivant le nombre de Reynolds, les écoulements autour de corps émoussés présentent des configurations périodiques dans le sillage. On sait, en particulier, que des cylindres circulaires placés dans un écoulement uniforme ont, pour certains nombres de Reynolds, un sillage constitué par une double allée de tourbillons alternés. Toutefois, pour des

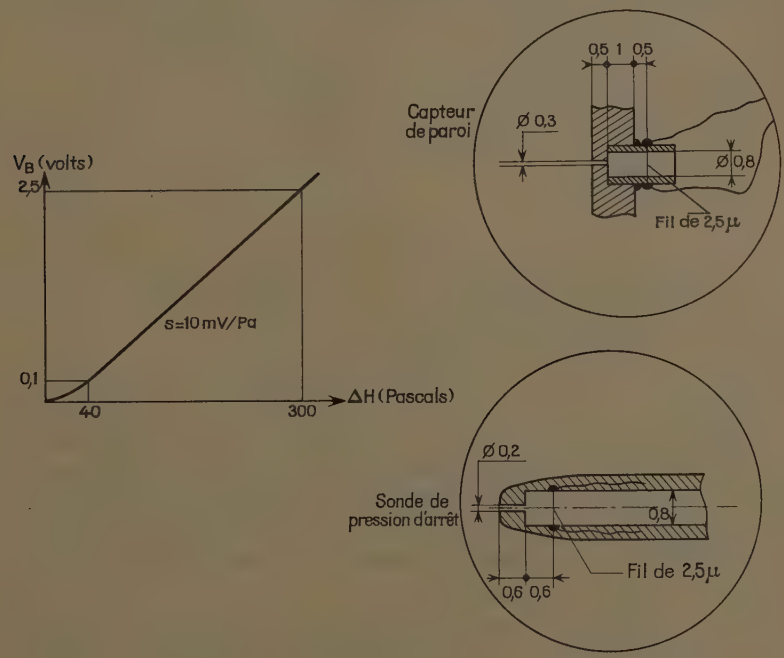


Fig. 1

nombres de Reynolds compris entre 10^3 et 10^5, le sillage devient irrégulier et la répartition de pression sur l'obstacle est affectée par ces instabilités.

A notre connaissance, peu de mesures instantanées susceptibles d'interprétation ont été effectuées, surtout dans les régimes où la couche limite frontale reste laminaire (décollement

à 82°), où le sillage présente un caractère déjà tumultueux et où les nombres de Strouhal sont assez élevés pour que les fréquences correspondant à ce nombre figurent dans le spectre turbulent.

Pour fixer les idées, un cylindre de 1 cm de diamètre produit un phénomène périodique, de 400 Hz pour 20 m/s de vitesse amont. Une expérimentation significative dans ces régimes, où le nombre de Strouhal reste indépendant du nombre de Reynolds, ne peut s'appliquer, à la pression atmosphérique, qu'à des cylindres de petit diamètre si l'on veut séparer, dans l'évolution des pressions, l'oscillation du sillage et la fluctuation turbulente.

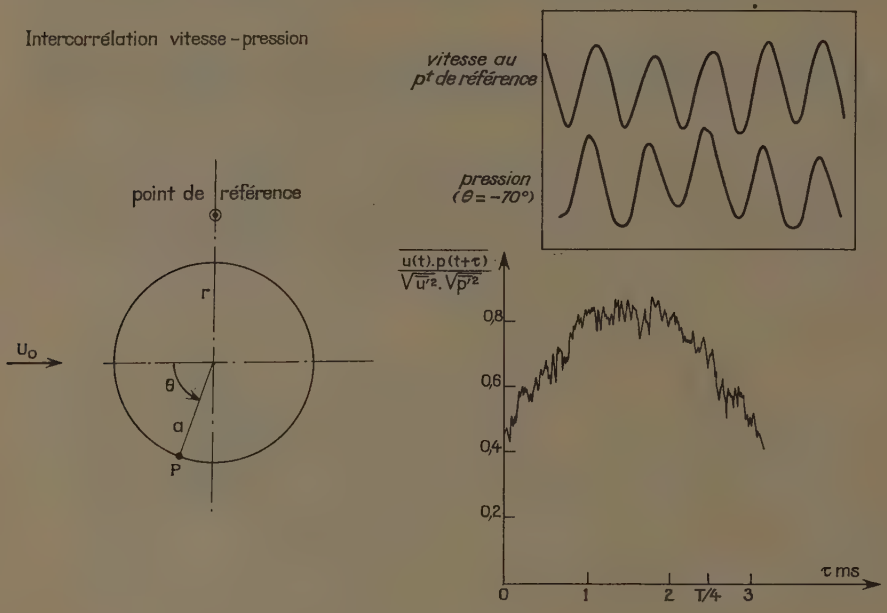


Fig. 2

2. Pour étudier le champ de pression instantanée sur l'obstacle et dans son sillage, nous avons utilisé, comme manomètre, un microdébit-mètre à aspiration (*fig.* 1) spécialement réalisé pour cette étude ([1]). L'élément sensible est un fil chaud placé en aval d'un jet issu d'un petit orifice et à la distance optimale. Le capteur, dont le volume actif n'excède pas le millimètre cube, peut être placé soit à la paroi de l'obstacle, soit à l'extrémité frontale d'un tube de Pitot, pour les mesures de pression d'arrêt dans le champ.

Ce dispositif, connecté à un anémomètre classique à résistance constante, ne perturbe pas sensiblement les couches limites tant que la pression à l'aspiration reste suffisamment voisine de la pression à mesurer (− 100 Pa). La réponse en fréquence de ces capteurs les rend utilisables jusqu'à 1 000 Hz comme l'ont montré les essais d'excitation sur table vibrante.

L'exploration systématique des sillages au fil chaud a permis de confirmer les résultats déjà connus ([2]) et ([3]), et de les compléter par des mesures de pressions moyennes et aussi de pressions instantanées, corrélées par rapport à un point de référence permettant de définir une phase où l'écoulement est faiblement troublé par les intermittences (*fig.* 2).

Une interprétation de ces mesures a pu être conduite à partir d'un modèle simple de fluide parfait faisant apparaître une distribution de tourbillons, issus de deux points fixes, sources d'une distribution discrétisée d'une dizaine de tourbillons par période. La condition de liberté a été écrite pour chaque tourbillon et le programme numérique a été poursuivi sur trois périodes, soit un total d'une centaine de tourbillons.

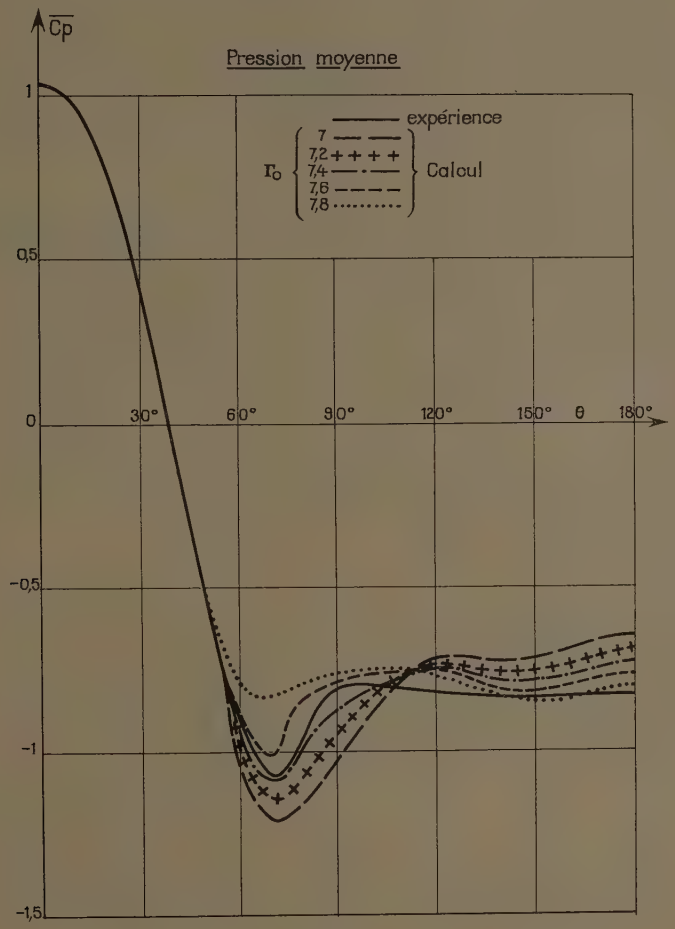


Fig. 3

Les paramètres nécessaires à l'élaboration du modèle sont seulement :

— la position du point de lâchage des tourbillons;

— l'intensité moyenne totale Γ_0 des tourbillons pendant une demi-période et l'amplitude Γ_1 de la modulation autour de l'intensité moyenne

$$\Gamma = \mp\Gamma_0 + \Gamma_1 \sin \omega t.$$

Lorsque les paramètres du calcul sont bien choisis, il est possible de retrouver les répartitions de pression moyenne avec une description assez fidèle du plateau et du minimum qui le précède (*fig.* 3) : on ajuste l'intensité moyenne Γ_0 pour restituer le niveau de pression moyenne au culot de l'obstacle.

La position du point d'injection, définie par r_i/a et θ_i, est déterminée à partir de la répartition moyenne de pression sur le cylindre dans la zone de décollement. On a remarqué numériquement, en faisant varier θ_i entre 70 et 110°, que l'angle correspondant à un C_p minimal est toujours décalé par rapport à θ_i d'une quinzaine de degrés vers l'amont. La distance r_i/a est fixée par la valeur du C_p minimal mesuré. Les valeurs $\theta_i = 90°$, $r_i/a = 1{,}2$ ont conduit à des résultats convenables.

Enfin, le paramètre Γ_1, est déterminé par la valeur efficace de la fluctuation du coefficient de pression locale $\sqrt{\overline{c_p'^2}}$ sur la partie frontale, valeur efficace qui est sensiblement proportionnelle au taux de modulation Γ_1/Γ_0.

Naturellement, un tel modèle qui tient seulement compte des oscillations de circulation dans le champ de fluide parfait reste insuffisant pour la description des détails d'écoulement dans les régions proches du culot et des décollements de couche limite.

La géométrie d'obstacle circulaire a simplifié la formulation analytique du modèle (images); en revanche, sur le plan expérimental, elle se prête à des instabilités particulièrement fortes dont l'étude est rendue plus délicate par la miniaturisation imposée à la maquette.

Il apparaît, dès à présent, que ce type d'analyse, ne faisant appel qu'à un schéma de fluide parfait, doit pouvoir être utilisé dans le cas d'obstacles quelconques et pour lesquels la vitesse à l'infini amont est elle-même variable.

Étude effectuée sous contrat D. R. M. E.

(*) Séance du 21 octobre 1974.

(1) Contrat DRME n° 73-34-196.

(2) M. J. Bloor et J. M. Gerrard, *Measurements on turbulent vortices in a cylinder wake* (*Proc. Roy. Soc.*, 294, 1966).

(3) D. Surry, *Some effects of intense turbulence on the aerodynamics of a circular cylinder at subcritical Reynolds number* (*J. Fluid Mech.*, 52, 1972, part 3).

Département d'Études et de Recherches en Mesures,
O. N. E. R. A./C. E. R. T.,
2, *avenue Édouard-Belin,*
31055 *Toulouse-Cedex.*

RHÉOLOGIE. — *Étude de l'influence de l'accélération de vibration sur les propriétés rhéologiques des mélanges de sable ou de ciment et d'eau. Essai de définition d'une zone de vibration optimale.* Note (*) de MM. **Claude Legrand** et **Roland Gourvès**, transmise par M. Léopold Escande.

Nous avons publié, au cours d'une précédente communication, les résultats d'une étude concernant l'influence de la fréquence ν de vibrations sinusoïdales non amorties sur les propriétés rhéologiques des mélanges de sable ou de ciment et d'eau (1).

Deux paramètres suffisant à déterminer une telle vibration, nous avons choisi de compléter cette étude en faisant varier l'accélération γ de la vibration.

1. RÉSULTATS. — Nous avons tracé expérimentalement (2) les courbes d'écoulement de mélanges de sable ou de ciment et d'eau dont les concentrations en solide étaient telles que ces derniers présentaient, au repos, un comportement binghamien (3). Pour chaque

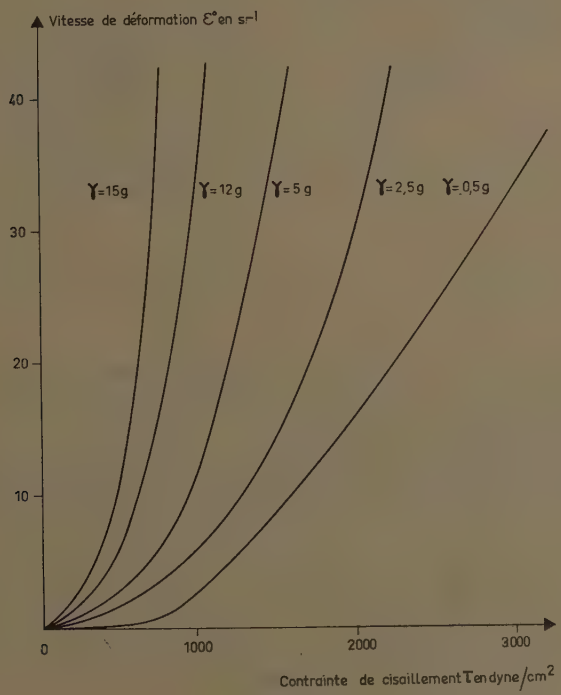


Fig. 1

mélange, des familles de courbes d'écoulement ont été obtenues en fixant la fréquence ν et en faisant varier l'accélération γ de la vibration.

Entre les différents mélanges étudiés les résultats sont qualitativement comparables et l'interprétation des phénomènes est donc générale.

A titre d'exemple, la figure 1 représente la famille de courbes d'écoulement obtenue sur un mélange de sable fin de calcite et d'eau, de concentration en solide égale à 0,580 et soumis à des vibrations de fréquence égale à 100 Hz.

On constate que l'influence de l'accélération sur les courbes d'écoulement est très nette. Le récipient de mesure est suffisamment petit pour que l'énergie dispensée par le vibrateur soit également absorbée dans tout le milieu; ce n'est donc pas dans une augmentation de la zone d'influence du vibrateur qu'il faut chercher l'explication du phénomène.

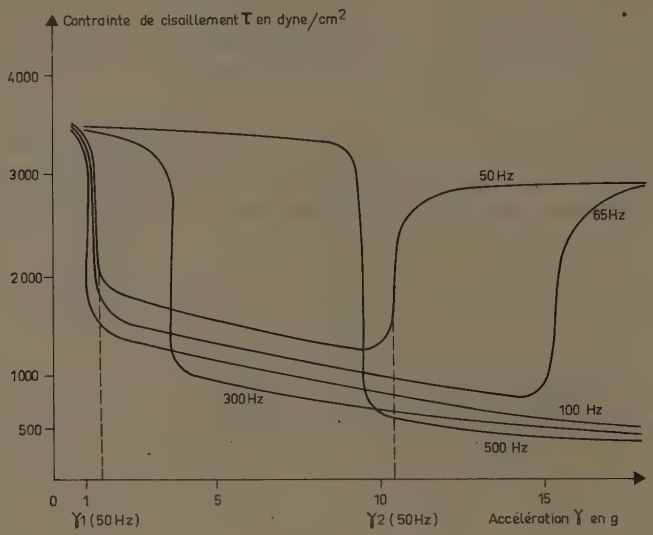


Fig. 2

En fait, le schéma classique donné par L'Hermite ([4]) pour expliquer l'action de la vibration sur les bétons frais suffit pour interpréter la diminution des forces de frottement interne lorsque l'accélération augmente.

Afin de mieux préciser le rôle de ce dernier facteur, nous avons choisi, non pas de paramétrer complètement les courbes d'écoulement, mais de fixer arbitrairement la vitesse de déformation $\dot{\varepsilon}$ à $10\ s^{-1}$ et de tracer, sur un graphique, la variation de la contrainte de cisaillement τ correspondante en fonction de γ, pour différentes fréquences ν (*fig.* 2).

On peut noter sur ces courbes que, suivant la fréquence, il existe des valeurs caractéristiques de l'accélération pour lesquelles τ varie brusquement. Lorsque γ augmente, nous appellerons γ_1 et γ_2 les accélérations pour lesquelles on assiste respectivement à une brusque diminution et à une brusque augmentation de τ.

On vérifie que dans une très large zone ($\gamma_1 < \gamma < \gamma_2$), l'augmentation de γ, en diminuant τ, améliore l'écoulement.

2. Interprétations. — Pour une fréquence donnée il correspond, aux deux accélérations γ_1 et γ_2, deux valeurs bien déterminées de l'amplitude de vibration, soient respectivement y_1 et y_2. On vérifie aisément, à l'aide des courbes de la figure 2 et des équations de la Mécanique vibratoire, que les brusques variations de τ apparaissent toujours pour

les mêmes valeurs y_1 et y_2 lorsque la fréquence varie. Cela nous conduit à introduire les notions d'amplitudes critiques d'agitation et de mobilité.

a. Amplitude critique d'agitation. — Lorsque y est supérieur à y_1, on assiste à un tressautement de la surface libre du mélange, occasionnant le plus souvent des projections verticales de matière. Il est manifeste que ceci est dû à une amplitude trop importante dans le mouvement des grains de sable ou de ciment. Bien que ce phénomène soit différent de celui de la résonance ([1]), l'augmentation de τ est due également à une mise en turbulence du milieu. Nous appellerons « amplitude critique d'agitation » $y_a = y_1$ cette valeur remarquable de y.

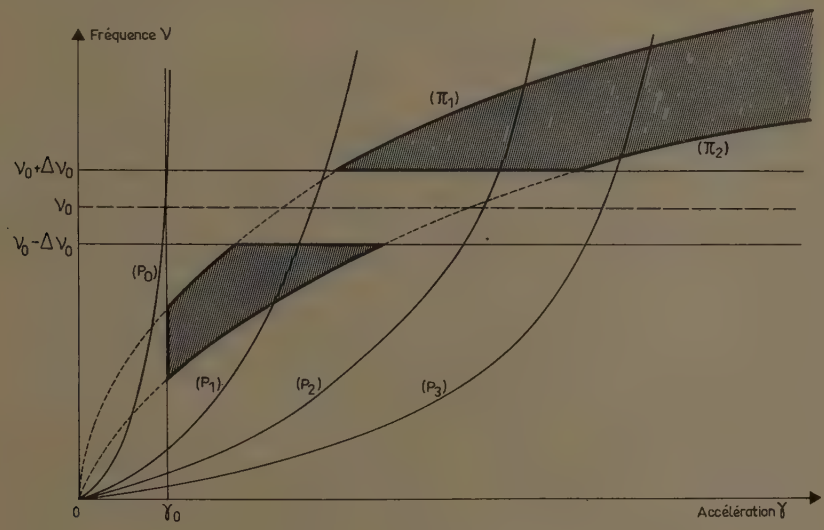


Fig. 3

b. Amplitude critique de mobilité. — Lorsque y est inférieur à y_2, les courbes d'écoulement sont les mêmes que celles d'un milieu non vibré. Ceci s'explique par le fait que l'amplitude dans le mouvement des grains est trop faible pour vaincre le frottement interne. Nous appellerons « amplitude critique de mobilité » $y_m = y_2$ cette autre valeur remarquable de y.

c. Remarques. — Les possibilités du vibrateur grâce auquel nous avons conduit cette étude font que, pour des valeurs élevées de la fréquence, il est impossible d'atteindre l'amplitude critique d'agitation (*cf.* courbes de la figure 2 pour 100, 300 et 500 Hz).

— Pour de faibles valeurs de la fréquence, il se peut que l'amplitude critique de mobilité corresponde à une valeur de l'accélération inférieure à l'accélération g de la pesanteur. L'expérience ne permet pas alors de mettre en évidence y_m ([1]) (*cf.* courbes de la figure 2 pour 50, 65 et 100 Hz).

3. Essai de définition d'une zone de vibration optimale. — Les résultats que nous venons d'exposer ainsi que ceux qui ont été présentés dans une Note précédente ([1])

permettent de mettre en évidence quatre valeurs remarquables des paramètres vibratoires qui sont :

- L'accélération γ_0 égale à g;
- L'amplitude critique de mobilité y_m;
- L'amplitude critique d'agitation y_a;
- La fréquence de résonance ν_0.

Nous avons montré que chacune de ces valeurs correspondait à une brusque variation de τ et que les conditions de vibration donnant les valeurs de τ les plus faibles étaient :

$$\gamma > \gamma_0,$$

$$y_m < y < y_a,$$

$$\nu > \nu_0 + \Delta\nu_0, \qquad \nu < \nu_0 - \Delta\nu_0,$$

$\Delta\nu_0$ représentant la zone d'influence de la résonance.

On peut traduire ces conditions sur un diagramme (γ, ν) (*fig.* 3). Sur ce dernier, les deux paraboles π_1 et π_2 sont les courbes représentatives de la variation de ν en fonction de γ pour les valeurs constantes de y respectivement égales à y_m et y_a. Les zones hachurées, correspondant aux conditions précédemment citées, font apparaître un domaine inférieur dont l'existence va, à première vue, à l'encontre de l'évolution actuelle de la technologie des vibrateurs à béton. En effet, on cherche à augmenter la fréquence de ces appareils en se fondant uniquement sur la théorie qui veut que, pour une vibration donnée, une classe privilégiée de grains entre en résonance. Si nous avons déjà infirmé cette théorie ([1]), il n'en reste pas moins que la recherche de fréquences élevées trouve sa justification si on prend en compte la zone d'influence d'un vibrateur. En effet, l'augmentation toujours souhaitable de son rayon d'action nécessite l'augmentation de sa puissance : sur la figure 3, les courbes représentatives de la variation de ν en fonction de γ pour différentes valeurs de la puissance ($p_0 < p_1 < p_2 < p_3$) montrent que, si on veut rester dans les zones de vibration optimale, toute augmentation importante de la puissance conduit à augmenter la fréquence.

(*) Séance du 14 octobre 1974.

([1]) C. Legrand et R. Gourvès, *Comptes rendus*, 277, série A, 1973, p. 773.

([2]) C. Legrand, *Contribution à l'étude de la rhéologie du béton frais* (*Thèse*, Toulouse, 1971).

([3]) C. Legrand, *Rhéologie des mélanges de ciment ou de sable et d'eau* (*Revue des Matériaux de Construction*, n° 659-660).

([4]) R. L'Hermite, *Idées actuelles sur la technologie du béton*, I. T. B. T. P., Paris, 1955.

Département de Génie Civil,
de l'I. N. S. A.,
avenue de Rangueil,
31077 *Toulouse-Cedex.*

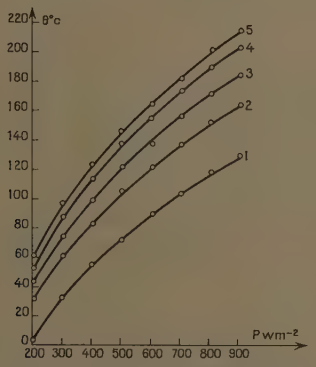
THERMIQUE. — *Thermostatique d'un insolateur plan de capacité calorifique constante.* Note (*) de MM. **Jean Fléchon**, **Germain Martin** et **Ibrahima Touré**, présentée par M. Ivan Peychès.

En vue de réaliser un réfrigérateur solaire, problème examiné par de nombreux auteurs [(1) à (6)], nous avons expérimenté divers types d'insolateurs plans et interprété les résultats obtenus.

En réduisant la capacité calorifique du récepteur, convenablement isolé sur sa face arrière, nous étudions l'équilibre thermique du système, puis ses qualités énergétiques durant sa montée en température.

1. THERMOSTATIQUE DE L'INSOLATEUR. — Les expériences ont été conduites à l'École Normale Supérieure de Bamako (Mali).

Par ciel clair nous notons qu'entre 10 et 14 h, la constante solaire mesurée à l'aide d'une thermopile, soit I_0, varie peu. Une plaque métallique plane est disposée normalement aux rayons solaires à midi vrai. L'une de ses faces, noircie, reçoit l'énergie rayonnante à travers deux vitres qui lui sont parallèles. L'autre, isolée est protégée par des feuilles



Température d'équilibre d'un insolateur plan
en fonction du nombre de vitres et de la puissance incidente.

d'aluminium dont l'émissivité est faible. Si T_e est la température d'équilibre de la plaque lorsque la puissance incidente est I_0 les mesures conduisent à la constance du rapport

$$\frac{I_0}{T_e^4} = \sigma_1 = 2{,}35.10^{-8}\,W.m^{-2}.K^{-4},$$

par exemple pour un appareil donné. Nous appellerons σ_1 constante statique de l'insolateur.

L'effet de serre est d'autant plus efficace que σ_1 est inférieur à la constante de Stephan :

$$\sigma = 5{,}675.10^{-8}\,W.m^{-2}.K^{-4}.$$

Ainsi, à l'équilibre thermique, la loi de Stephan reste valable pour définir la température du récepteur protégé par des vitres à ceci près que la constante σ_1 propre au récepteur remplace σ.

Un raisonnement simple permet de retrouver ce résultat : la plaque réceptrice protégée par n vitres reçoit par unité de surface :

– du soleil en incidence normale la puissance $I_0 (1-r)^{2n} \varepsilon$, où r est le facteur de réflexion en incidence normale et ε l'émissivité de la surface pour le rayonnement solaire;

– de la vitre la plus rapprochée de la plaque, repérée vitre 1, la puissance $\varepsilon_0 \sigma T_1^4$, où T_1 est la température de la vitre, ε_0 son émissivité pour les infrarouges. ε_0 est voisin de 0,96 pour le verre et pour le métal.

A l'équilibre thermique la puissance émise par la plaque $\varepsilon_0 \sigma T_e^4$ est égale à la puissance reçue :

$$\varepsilon_0 \sigma T_e^4 = I_0 (1-r)^{2n} \varepsilon + \varepsilon_0 \sigma T_1^4.$$

Si la vitre extérieure, repérée vitre n, est à la température T_n elle émet $2 \varepsilon_0 \sigma T_n^4$ et reçoit, si elle est parfaitement transparente aux rayons solaires, de la $(n-1)$-ième vitre $\varepsilon_0 \sigma T_{(n-1)}^4$ ce qui s'écrit à l'équilibre :

$$2 T_n^4 = T_{(n-1)}^4.$$

L'équilibre thermique de la $(n-p)$-ième vitre conduit à

$$T_{(n-p)}^4 = (p+1) T_n^4,$$

soit pour $(n-p) = 1$:

$$T_1^4 = n T_n^4.$$

De même l'équilibre thermique de la première vitre est traduit par

$$2 T_1^4 = T_e^4 + T_2^4.$$

Nous tirons de ces égalités les deux relations suivantes :

(1) $$T_e^4 = (n+1) T_n^4$$

et

(2) $$\frac{I_0}{T_e^4} = \frac{\varepsilon_0 \sigma}{\varepsilon (n+1)(1-r)^{2n}},$$

qui ne tiennent pas compte d'un terme correcteur φ lié à la forme de l'insolateur et aux échanges thermiques parasites.

La relation (1) explicite l'effet de serre : T_n étant donné, T_e est d'autant plus élevé que n, le nombre de vitres augmente.

La relation (2) montre que le gain en température dépend de l'extrémum de la fonction $(n+1)(1-r)^{2n}$. En dérivant son logarithme on trouve immédiatement que l'optimum s'obtient pour $n = 11$. Mais dans le visible le coefficient d'absorption des vitres est en moyenne de 0,02/cm ce qui réduit n à 7.

D'autre part, la multiplication du nombre des vitrages, ménageant entre eux des lames d'air de quelques millimètres, éloigne la plaque réceptrice de l'aire captante, ce qui réduit l'apport énergétique journalier de plus de 5 %. Le nombre maximal de vitres ne peut ainsi dépasser cinq.

La relation (2) doit permettre de retrouver la valeur expérimentale de σ_1 à condition de définir φ inférieur à l'unité puisqu'une partie de l'énergie incidente est perdue au cours des échanges parasites.

Si $n = 2$ et $T_e = 400$ K la température T_2 de la vitre externe en milieu isolé sans émission de l'environnement est $T_2 = 400/\sqrt[4]{3} = 302$ K soit 29°C. A Bamako la température diurne ambiante durant l'insolation est égale ou supérieure à celle-ci. Les fuites thermiques vers l'avant de l'appareil proviennent de la convection et du rayonnement; dans les conditions de l'expérience la convection est négligeable puisque, d'après Ch. Fabry ([9]) si $\Delta T = 1°$:

$$\Delta Q_c = 2\,W.m^{-2};$$

La puissance perdue par rayonnement est

$$\Delta Q_r = [T_2^4 - (T_a - 15)^4],$$

T_a température ambiante, $(T_a - 15)$ température apparente de la voûte céleste. Si $T_2 = T_a = 300$ K :

$$\Delta Q_r = 85\,W.m^{-2}$$

soit environ 10 % de l'énergie incidente. Donc $\varphi = 0{,}9$.

Nous pouvons donc calculer σ_1, constante statique de l'insolateur où $n = 2$, $r = 0{,}04$, $\varepsilon_0 = \varepsilon$,

$$\sigma_1 = \frac{5{,}675.10^{-8}}{3.0{,}85.0{,}9} = 2{,}45.10^{-8}\,W.m^{-2}.K^{-4},$$

valeur égale, à 5 % près, à celle issue de l'expérience.

Cette concordance entre les mesures et la théorie permet de prévoir la température limite T_e d'une plaque réceptrice protégée par n vitres et soumise à une puissance rayonnante incidente normale I_0. La figure donne la température Celsius d'équilibre θ_e^0 de la plaque en fonction de I_0, r, n; φ est supposé constant et égal à 0,9.

Il est bien évident que les rayonnements extérieurs, les échanges convectifs internes et externes, en particulier le vent ([10]), peuvent modifier ces résultats.

Cette réserve faite, l'examen du diagramme montre que dans le cas de deux vitres, un rayonnement solaire de puissance inférieure à 200 $W.m^{-2}$ ne présente guère d'intérêt, une température de 20°C n'étant atteinte que pour une puissance incidente de 175 $W.m^{-2}$. Heureusement l'insolateur plan capte le rayonnement global et, dans nos régions, les utilisations en température basse sont possibles, par exemple pour les cultures en terre chaude.

A Bamako, Touré ([8]) a montré que, même par ciel bas, l'énergie journalière incidente peut atteindre 3 $kWh.m^{-2}$ ce qui correspond à une puissance moyenne de 300 $W.m^{-2}$, valeur pour laquelle $\theta_e^0 = 60$°C si $n = 2$.

Une puissance minimale de 600 $W.m^{-2}$ est par contre nécessaire si l'on désire utiliser l'appareil comme source chaude d'un réfrigérateur à cycle intermittent. La température Celsius limite est alors $\theta_e = 120$°C.

2. Rendement énergétique. — Notons qu'à l'équilibre thermique le rendement énergétique de l'insolateur est nul.

Examinons ce qui se passe à l'instant t lorsqu'en régime transitoire, la plaque, à la température T, est échauffée sous incidence normale par un rayonnement solaire de puissance fixe I_0 et correspondant à une température d'équilibre T_e. L'insolateur étant caractérisé par sa constante statique, T peut être considéré comme la température d'équilibre de la plaque lorsque la puissance incidente est I telle que $I = \sigma_1 T^4$.

Ainsi, seule la puissance $(I_0 - I)$ est susceptible d'une conversion dont la plaque n'absorbe effectivement que la quantité

$$P_a = (I_0 - I)(1-r)^{2n}\varepsilon\varphi = \frac{\varepsilon_0 \sigma (T_e^4 - T^4)}{(n+1)} = I_0 (1-r)^{2n}\varepsilon\varphi - \frac{\varepsilon_0 \sigma T^4}{(n+1)}.$$

L'étude thermostatique de l'insolateur a montré que l'emploi de cinq vitres élève la température d'équilibre T_e au maximum. Si l'on tient compte des difficultés de mise en œuvre d'un tel dispositif et des températures auxquelles on désire travailler, l'emploi du bilan énergétique permet de comparer la puissance absorbée P_{a2}, à l'aide de deux vitres, à celle P_{a5}, définie pour cinq vitres, et de chercher jusqu'à quelle température P_{a2} peut être supérieur à P_{a5}. Si $\varepsilon_0 = \varepsilon = 1$:

$$P_{a2} = 0{,}765\, I_0 - \frac{\sigma T^4}{3}; \qquad P_{a5} = 0{,}597\, I_0 - \frac{\sigma T^4}{6},$$

soit $0{,}168\, I_0 > 0{,}946\, T_c^4$, où T_c est exprimé en centaines de Kelvin.

On trouve pour $I_0 = 800\ W.m^{-2}$, $T_c = 344$ K ($T_e = 431$ K) ce qui signifie que jusqu'à 70°C le rendement de l'insolateur pourvu de deux vitres est supérieur à celui du même appareil muni de cinq vitres.

Ainsi dans les zones tropicales, à fort éclairement, et où l'ambiante est élevée, deux vitres suffisent pour travailler aux environs de 100°C.

Dans les zones tempérées, la température ambiante pouvant être très basse, les pertes par convections et rayonnement risquent de réduire considérablement le rendement de l'insolateur. L'emploi de trois vitres permet d'augmenter, à puissance incidente donnée, la température d'équilibre T_e et de réduire celle de la vitre externe qui, pour $T_e = 400$ K devient 10°C [relation (1)] donc réduit les échanges parasites.

Nous avons utilisé le facteur de réflexion $r = 0{,}04$ défini pour une incidence normale. Signalons que même à 9 et 15 h où $i = 45°$:

$$r = \frac{1}{2}\left(\frac{\sin^2(i-r)}{\sin^2(i+r)}\,\frac{\operatorname{tg}^2(i-r)}{\operatorname{tg}^2(i+r)}\right) = 0{,}05.$$

Ainsi le facteur de réflexion varie peu durant l'ensoleillement efficace. Les calculs précédents conservent, dans ces limites, leur signification.

Demeurent également, les réserves faites sur les échanges parasites.

(*) Séance du 13 janvier 1975.

(1) M. L. Khanna, *Solar Energy*, 7, n° 4, 1963, p. 187.
(2) J. C. V. Chinnappa, *Solar Energy*, 6, n° 4, 1962, p. 143-150.
(3) E. A. Farber, *The Direct use of Solar Energy to Operate Refrigeration... Engineering Progress at the University of Florida*, 19, n° 11, 1965, p. 1-7.
(4) D. A. Williams et R. Chung et coll., *Refrig. Engin.*, novembre 1958, p. 33.
(5) R. K. Swartman et R. Alward, *Evaluation of an Experimental Intermittent Absorption Refrigerator (Solar Energy annual meeting*, octobre 1968, p. 21-23).
(6) G. C. Biytas et F. Daniels, *J. Amer. Chem. Soc.*, 84, n° 7, 1962, p. 1075-1083.
(7) Perrin de Brichambaut et G. Lamboley, *Cahiers AFEDES*, 1, janvier 1968, p. 38.
(8) I. Touré, *Thèse de Spécialité*, Bamako, octobre 1973, p. 74.
(9) Ch. Fabry, *Propagation de la chaleur*, Armand Colin, Paris, 1949.
(10) Perrin de Brichambaut, Communication privée.

Laboratoire de Physique de Dépôts métalliques,
Université de Nancy
C. O. 140,
54037 *Nancy;*
Physique énergétique,
École Normale Supérieure de Bamako,
B. P. 241, *Bamako,*
République du Mali.

PHYSIQUE DES PLASMAS. — *Densité électronique et densité d'atomes excités devant une onde de choc dans l'argon.* Note (*) de MM. **Michel Pinègre** et **Pierre Valentin**, présentée par M. Alfred Kastler.

On mesure des populations de niveaux excités d'atomes d'argon de l'ordre de 10^{13} m^{-3} et des densités électroniques de l'ordre de 10^{18} m^{-3} devant une onde de choc de célérité de 7 500 m/s dans l'argon initialement sous une pression de 130 Pa.

Nous avons étudié par interférométrie hyperfréquence et spectroscopie d'émission le milieu devant un choc se propageant à environ 7 500 m/s dans l'argon à une pression de 130 Pa.

Le choc est créé dans un tube à choc à combustion de très haute performance ([1]). Rappelons, que la chambre de mesure est constituée par un tube cylindrique en acier

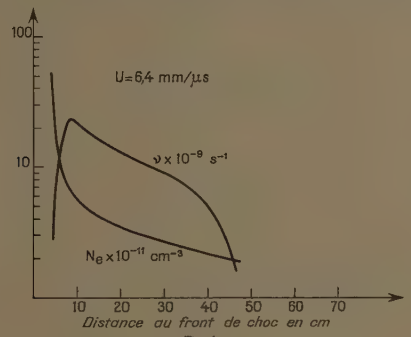


Fig. 1

inoxydable de 10 cm de diamètre intérieur, que le système de pompage permet d'espérer un niveau d'impureté inférieur à 500.10^{-6} et que les postes de mesure sont situés entre 6 et 8 m du diaphragme.

Étant donné les ordres de grandeur de la densité électronique attendus ([2]), nous avons utilisé une fréquence de 30 GHz pour l'interféromètre micro-onde. Celui-ci, d'un type classique, est muni de lignes unidirectionnelles qui réduisent l'influence des réflexions parasites. L'utilisation de lentilles de Fresnel permet d'obtenir un faisceau de 35 mm de diamètre nettement inférieur aux dimensions des hublots d'observation ($\varnothing$ = 50 mm). La résolution spatiale, déterminée en faisant coulisser dans le tube à choc un piston métallique est de l'ordre de 40 mm. Admettant qu'une onde plane se propage dans le milieu étudié, le facteur de transmission d'une couche de plasma d'épaisseur a s'écrit ([3]) :

$$\tau = \frac{2\exp(j\,k_0\,a)}{2\operatorname{cotg} ka + j\,(N+1/N)\sin ka} = \tau_0 \exp(j\,\psi),$$

avec $j = \sqrt{-1}$, $k_0 = \omega/c$, où ω est la fréquence angulaire de l'onde de sondage et c la célérité de la lumière, $N^2 = 1-[\omega_p^2/\omega\,(\omega - j\,\nu)]$ où ω_p est la fréquence plasma et ν la fréquence de collision des électrons. La densité électronique n_e se déduit de la fréquence plasma par la relation classique $\omega_p^2 = (e^2/m\,\varepsilon_0)\,n_e$ avec e, charge de l'électron, m, sa masse et ε_0, permittivité du vide.

Le montage interférométrique utilisé permet de mesurer simultanément τ_0^2 et $D = 1+\tau_0^2+2\,\tau_0 \cos\psi$. A partir de ces valeurs, la détermination de $x = \omega_p/\omega$ et de $y = \nu/\omega$ s'effectue numériquement.

Nous avons limité le domaine de recherche au domaine classique, à savoir : $0{,}01 \leqq x < 1$, $0{,}01 \leqq y < 1$. Dans ce domaine, et à la précision de calcul utilisée (10^{-3}), à un couple τ_0^2,

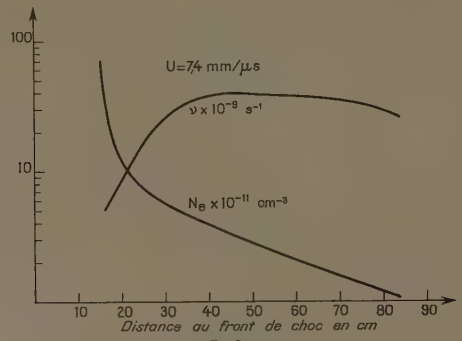


Fig. 2

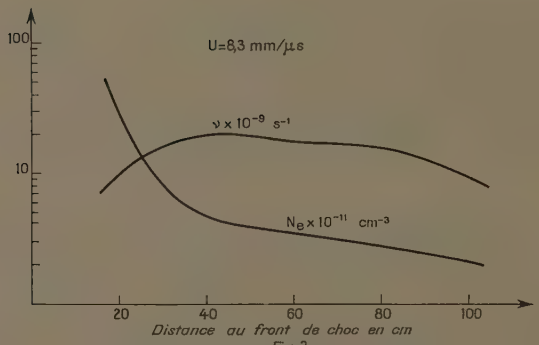


Fig. 3

D correspond parfois plusieurs couples solutions x, y. Pour lever l'ambiguïté possible, nous avons tracé les courbes expérimentales en admettant une variation monotone décroissante de n_e avec la distance au front de choc.

Lorsque l'on s'éloigne du front de choc, la densité électronique décroît d'abord rapidement, puis, à partir d'une certaine distance l, beaucoup plus lentement. Les fréquences de collision sont très grandes (de l'ordre de 10^{11} s^{-1}) et relativement constantes pour des distances au front de choc supérieures à l et diminuent rapidement lorsque l'on se rapproche de celui-ci. Cette distance l augmente avec la célérité de l'onde de choc et donc avec la température et la pression du plasma créé par choc.

La fréquence de collision électrons-neutres peut se mettre sous la forme ([4]) :

$$\nu_{en} = \frac{8}{3}\left(\frac{kT}{2\pi m}\right)^{1/2} N_0 \int_0^\infty X^2\, s(X) \exp(-X)\, dX,$$

où T est la température des électrons et N_0 le nombre de neutres par unité de volume. Utilisant les valeurs expérimentales de s (X) pour les collisions électrons-atomes d'argon ([5]) on obtient la courbe (*fig.* 4) reliant la fréquence de collision à la température des élec-

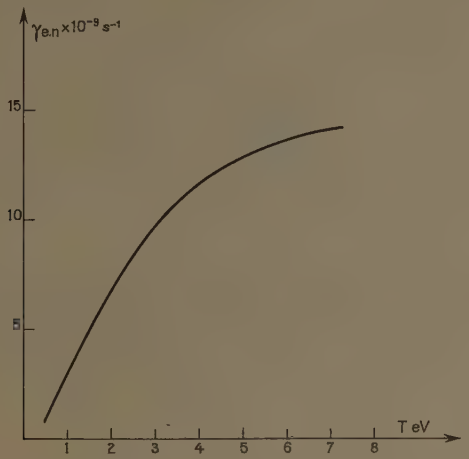


Fig. 4

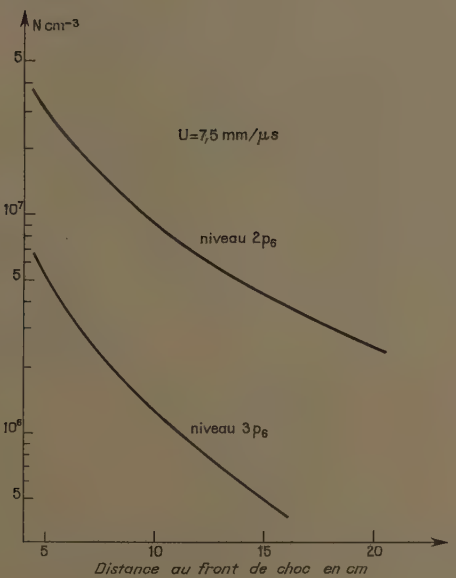


Fig. 5

trons. La comparaison des valeurs expérimentales avec les valeurs ainsi obtenues montre qu'il est nécessaire de tenir compte, d'une part que le montage interférométrique ne mesure qu'une valeur effective de la fréquence de collision [([6]), ([7])] et que, d'autre part, l'expression du facteur de transmission τ utilisée suppose des couches limites infiniment minces ([8]).

Nous avons effectué des mesures d'intensité lumineuse en un point du tube avant le passage de l'onde de choc. Nous observons du rayonnement uniquement aux longueurs d'onde correspondantes aux raies d'émission de l'argon. L'absence totale de fond continu, élimine l'hypothèse selon laquelle l'énergie lumineuse reçue proviendrait, par diffusion sur les parois du tube, de la région située derrière le front de choc. Admettant les raies optiquement minces, la mesure de l'intensité absolue d'une raie permet de déterminer la population du niveau supérieur de la transition considérée. La figure 5 présente les résultats obtenus à partir de la mesure des intensités des raies 7 635 Å (transition $2\,p_6 \rightarrow 1\,s_5$) et 4 158 Å (transition $3\,p_6 \rightarrow 1\,s_5$) pour une célérité d'onde de choc de 7 400 m/s. Les probabilités de transition ont été prises respectivement égales à $2{,}7.10^7\ s^{-1}$ et $1{,}4.10^6\ s^{-1}$ ([9]). Les populations de niveaux excités ne deviennent mesurables qu'à des distances relativement faibles du front de choc (< 25 cm) et croissent très rapidement lorsque cette distance diminue.

L'excitation directe des niveaux considérés, par du rayonnement ultraviolet provenant du plasma créé par choc, est exclue par les règles de sélection; par suite le peuplement de ces niveaux ne peut se faire que par voie collisionnelle entre les électrons et les atomes photo-excités par du rayonnement de résonance (niveaux $1\,s, 2\,s, 3\,d, \ldots$) ou par recombinaison électrons-ions.

(*) Séance du 16 décembre 1974.

([1]) J. C. Leboucher, M. Pinègre et P. Valentin, *A. I. A. A. Journal*, 10, n° 5, 1972, p. 703.
([2]) P. Valentin, J. C. Leboucher et M. Pinègre, *Phys. Fluids*, 12, n° 5, 1969.
([3]) M. Born et E. Wolf, *Principles of Optics*, Pergamon Press, 1959.
([4]) J. Chapelles et F. Cabannes, *J. Q. S. R. T.*, 9, n° 7, 1969, p. 889.
([5]) L. S. Frost et A. V. Phelps, *Phys. Rev.*, 136, 6 A, 1964, p. 1538.
([6]) R. F. Whitmer et G. F. Hermann, *Phys. Fluids*, 9, n° 4, 1966, p. 768.
([7]) S. A. Fogelson et P. R. Grimwood, *Phys. Fluids*, 14, n° 6, 1971, p. 1183.
([8]) F. A. Albini et R. G. Jahn, *J. Appl. Phys.*, 32, n° 1, 1961, p. 75.
([9]) W. L. Wiese, M. W. Smith et B. M. Miles, *NSRDS*, NBS, 22, 1969.

C. E. A. (*Établissement T*),
B. P. n° 7, 93270 *Sevran*
et
Laboratoire de Thermodynamique,
Faculté des Sciences et des Techniques,
76130 *Mont-Saint-Aignan*.

PHYSIQUE DES PLASMAS. — *Étude par résonance paramagnétique électronique de la recombinaison atomique à trois corps dans une post-décharge d'azote.* Note (*) de M^lle **Simone Bédiée** et M. **Henri Tchen**, présentée par M. Alfred Kastler.

Nous avons déterminé théoriquement et expérimentalement le coefficient de recombinaison à trois corps dans une post-décharge d'azote fonctionnant à des pressions de l'ordre du torr. Les densités atomiques sont mesurées expérimentalement par la méthode de RPE.

1. INTRODUCTION. — Nous avons déterminé le coefficient de recombinaison à trois corps k_3 dans une post-décharge d'azote obtenue par dissociation hyperfréquence de l'azote moléculaire au moyen d'une cavité résonnante fonctionnant à 2 450 MHz. Cette étude a été effectuée dans un système à écoulement à la température ambiante pour des pressions variant de 2,2 à 3,2 torr. Les processus de recombinaison atomique les plus efficaces sont dans ce domaine de pression :

— d'une part, la recombinaison en volume au voisinage immédiat de la paroi du tube à réaction :

$$N+N+\text{surf} \xrightarrow{k_1} N_2+\text{surf};$$

— d'autre part, la recombinaison en volume à trois corps :

$$N+N+(N_2) \xrightarrow{k_3} N_2^*+(N_2)$$

L'astérisque indique que la molécule d'azote N_2 est formée dans un état électronique excité.

2. DÉTERMINATION DES CONSTANTES DE RECOMBINAISON. — 2.1. *Équation de recombinaison.* — Avec les hypothèses d'un flux uniforme, à température ambiante, animé d'une vitesse de type de Poiseuille (distribution parabolique), l'équation d'évolution de la concentration d'azote atomique n qui permet de déterminer les constantes de recombinaison k_1 et k_3 est la suivante :

$$-\frac{dn}{dt} = Kn^2 - \frac{D}{\bar{v}^2}\frac{d^2n}{dt^2}, \tag{1}$$

avec

$$K = k_1 + k_3 m; \tag{2}$$

D désigne le coefficient de diffusion atomique, $\bar{v}$ la vitesse moyenne d'écoulement et m la concentration en troisième corps qui est égale ici à la concentration moléculaire d'azote en l'absence de décharge, le rendement de la décharge étant faible (de l'ordre 10 %) ([1]).

2.2. *Mesure des concentrations d'azote atomique.* — L'ensemble du montage utilisé a été décrit antérieurement ([1]). Il comprend un dispositif de production du plasma, un dispositif à écoulement gazeux et un spectromètre RPE fonctionnant à 9 300 MHz et muni d'un canal de détection à 100 KHz. La densité atomique n est calculée, à partir

de l'enregistrement de la dérivée première de la courbe d'absorption RPE fourni par le spectromètre, par la méthode du premier moment du signal, grâce à la formule :

$$n = A\frac{I'_N}{I'_{O_2}} n_{O_2}, \tag{3}$$

où A est une constante calculée à partir de données spectroscopiques et n_{O_2} la concentration en oxygène moléculaire choisi comme gaz de référence.

L'intégrale $I' = \int_{-\infty}^{+\infty} (x - x_0)\, S\, dx$ est le premier moment du signal d'absorption. S est l'amplitude de la dérivée première de la courbe d'absorption. Le premier moment I' est calculé numériquement sur ordinateur à l'aide de la formule de Simpson ([2]).

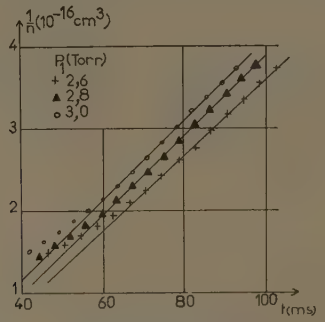


Fig. 1. — Courbe de variation de $1/n = f(t)$.

2.3. *Calcul des constantes.* — Nous avons montré ([3]) que dans nos conditions expérimentales, la contribution du terme de diffusion atomique [deuxième terme du second membre de l'équation (1)] est négligeable.

Nous avons tracé les courbes $1/n = f(t)$ pour différentes pressions comprises entre 2,2 et 3,2 torr. Nous avons constaté qu'elles sont en grande partie linéaires, comme le montre la figure 1.

La pente de ces courbes nous donne les valeurs de $K = k_1 + k_3 m$ pour différentes valeurs de la pression, c'est-à-dire de la concentration moléculaire m. La figure 2 représente la variation de K en fonction de m. On peut admettre que cette courbe est une droite dont la pente nous donne k_3, et l'ordonnée à l'origine k_1. Compte tenu des erreurs sur n, m et t, nous obtenons les résultats suivants :

$$k_3 = (2{,}09 \pm 0{,}54)\, 10^{-32}\, \text{cm}^6 . \text{mol}^{-2} . \text{s}^{-1},$$

$$k_1 = (3{,}10 \pm 0{,}40)\, 10^{-15}\, \text{cm}^3 . \text{s}^{-1}.$$

3. Comparaison avec les résultats théoriques obtenus pour k_3 au moyen du modèle de Keck. — A partir du modèle de Keck ([4]) fondé sur la théorie de la diffusion, nous avons calculé, à la température ambiante, le coefficient k_3 en supposant que la molécule N_2 formée se trouve dans un niveau vibrationnel v des deux états électroniques stables N_2 ($^1\Sigma_g^+$) et N_2 ($^3\Sigma_u^+$) de la molécule N_2 ([4]). Ce niveau v est situé très près de la limite de dissociation.

Le coefficient k_3 est alors donné par l'expression suivante :

$$k_3 = k_{r_e}\left[2\mathscr{R}(0)\,S(0)+\frac{1}{2}\right]^{-1}, \tag{4}$$

où k_{r_e} est le coefficient de recombinaison à l'équilibre dans le niveau v ([8]) et $[2\mathscr{R}(0)\,S(0)+1/2]^{-1}$ le facteur de correction de non-équilibre thermodynamique ([4]).

Nous avons ainsi obtenu pour k_3 les valeurs théoriques suivantes :

(*a*) $k_3 = 0{,}115.10^{-32}$ cm^6.mol$^-$.^{2}s^{-1} dans l'état fondamental N_2 ($^1\Sigma_g^+$).

(*b*) $k_3 = 0{,}195.10^{-32}$ cm^6.mol^{-2}.s^{-1} dans l'état excité N_2 ($^3\Sigma_u^+$).

Ces valeurs sont plus faibles d'un facteur 10 environ à celles que nous avons obtenues par RPE.

Par contre, sans la correction de non-équilibre thermodynamique, les valeurs du coefficient de recombinaison sont respectivement égales, dans les hypothèses (*a*) et (*b*) précédentes à $0{,}580.10^{-32}$ et à $0{,}894.10^{-32}$ cm^6.mol.$^{-2}$s^{-1}.

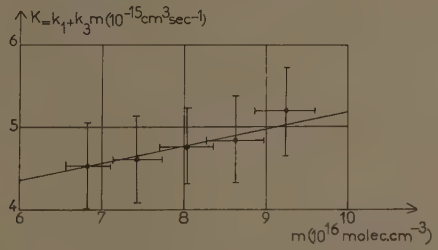


Fig. 2. — Courbe de variation de $K = f(m)$.

Nous pouvons donc conclure :

— la molécule d'azote se forme dans son état électronique excité N_2 ($^3\Sigma_u^+$);

— dans nos conditions expérimentales, l'hypothèse de non-équilibre thermodynamique conduisant à une correction du coefficient de recombinaison n'est pas justifiée. Dans notre phase gazeuse, en effet, nous n'avons plus que des particules neutres qui sont pratiquement en équilibre thermodynamique.

4. Conclusion. — Nous avons déterminé théoriquement (à partir du modèle de Keck) et expérimentalement (par RPE), le coefficient de recombinaison à trois corps k_3 de l'azote atomique. Nous avons montré que la molécule N_2 se forme probablement dans son état électronique excité N_2 ($^3\Sigma_u^+$) et que l'hypothèse de non-équilibre thermodynamique ne se justifie pas dans nos conditions expérimentales.

(*) Séance du 20 janvier 1975.

([1]) H. Tchen, *Thèse d'État*, Rennes, 1973.

([2]) M. N. Raphalen et H. Tchen, *Comptes rendus*, 271, série B, 1970, p. 21.

([3]) S. Bédiée, *Thèse de 3e cycle*, Rennes (à paraître en 1975).

([4]) J. C. Keck et G. Carrier, *J. Chem. Phys.*, 43, 1965, p. 2284.

Laboratoire de Physique moléculaire,
U. E. R. « Structure et Propriétés de la Matière »,
avenue du Général-Leclerc,
35031 *Rennes Cedex.*

SPECTROSCOPIE DES PLASMAS. — *Calcul des profils de raies de la série de Balmer.* Note (*) de MM. **Roland Stamm** et **Dietrich Voslamber**, présentée par M. Jean Lecomte.

On introduit une approximation simple pour l'opérateur de collision figurant dans la théorie unifiée de l'élargissement des raies spectrales par un plasma. Cette approximation permet de calculer aisément et avec une précision raisonnable les termes élevés de la série de Balmer.

La théorie unifiée de l'élargissement Stark des raies spectrales décrit avec un seul formalisme depuis le centre jusqu'à l'aile lointaine, le profil des raies atomiques élargies par un plasma [(1), (2)]. Nous avons utilisé ce formalisme afin de calculer les profils de raies de l'hydrogène, notamment celles de grands nombres quantiques principaux. Pour éviter des temps de calcul numérique prohibitifs, en particulier pour ces dernières raies, nous avons employé une approximation simple de l'opérateur de collision électronique.

L'expression générale du profil (1), en fonction de la différence ω en fréquence angulaire à la fréquence centrale ω_0, se présente comme une somme sur les états α, α' et β, β' des groupes de niveaux atomiques supérieurs et inférieurs :

$$(1)\quad L(\omega)=\frac{1}{\pi}\sum_{\alpha\alpha'\beta\beta'}\mathrm{Re}\left\{\mathbf{D}_{\alpha\beta}\left\langle\left\langle\alpha\beta\left|\left[i(\omega+\omega_0)+\frac{i}{\hbar}\overline{H}^0(\mathbf{F})-K(\omega)\right]^{-1}\right|\alpha'\beta'\right\rangle\right\rangle\mathbf{D}^*_{\alpha'\beta'}\right\}_F.$$

Cette expression fait intervenir les vecteurs bra et ket de l'atome double de Baranger (3), son hamiltonien $\overline{H}^0(\mathbf{F})$ sous l'influence d'un champ électrique **F**, le moment dipolaire atomique **D**, une moyenne $\{\ldots\}_F$ sur le microchamp $\vec{F}$, ainsi que l'opérateur de collision électronique $K(\omega)$ qui est proportionnel à la densité électronique n_e :

$$(2)\quad K(\omega)=-\frac{n_e}{\hbar^2}\int_0^\infty\langle\overline{V}(\mathbf{r}+\mathbf{v}t)\,e^{-i(\omega+\omega_0)t}\,U(\mathbf{r},\mathbf{v},t)\,\overline{V}(\mathbf{r})\rangle_{\mathrm{MOY}\{E\}}\,dt.$$

Le symbole $\langle\ldots\rangle_{\mathrm{MOY}\{E\}}$ désigne une moyenne thermique dans l'espace des phases électroniques E, $\overline{V}$ et U sont respectivement le potentiel d'interaction, et l'opérateur d'évolution en représentation d'interaction, de l'atome double (situé à l'origine du repère des positions) en interaction avec un électron sur la trajectoire droite $\mathbf{r}+\mathbf{v}t$. L'expression exacte de cet opérateur fait intervenir l'opérateur chronologique C et le potentiel d'interaction $\tilde{V}$:

$$(3)\quad U(\mathbf{r},\mathbf{v},t)=C\,e^{-(i/\hbar)\int_0^t\tilde{V}\,d\tau}$$

$$(4)\quad \tilde{V}(\mathbf{r},\mathbf{v},t)=e^{(i/\hbar)\overline{H}^0t}\,\overline{V}(\mathbf{r}+\mathbf{v}t)\,e^{-(i/\hbar)\overline{H}^0t}.$$

Les traitements actuels utilisent, soit des approximations exponentielles [(1), (2)], soit, dans le cas de l'hydrogène et en faisant l'approximation dipolaire pour $\overline{V}$, l'expression exacte (4) donnée par Pfennig (5) ainsi que Lisitsa et Sholin (6), soit enfin une généralisation de ce formalisme (7). Dans le cas de nombres quantiques principaux élevés, ces traitements conduisent à des expressions peu maniables et mal adaptées au calcul numérique final du profil de la raie. Nous avons donc développé une approximation simple de

l'opérateur d'évolution qui est inspirée d'un examen du rôle de l'opérateur d'évolution dans l'opérateur de collision. On voit en effet, à partir de la forme (3) de l'opérateur d'évolution que, si l'argument de l'exponentielle prend des valeurs de l'ordre de 1, ou supérieures, l'opérateur d'évolution devient une fonction rapidement oscillante, agissant comme une coupure des intégrations de l'expression (2). Nous pouvons donc délimiter

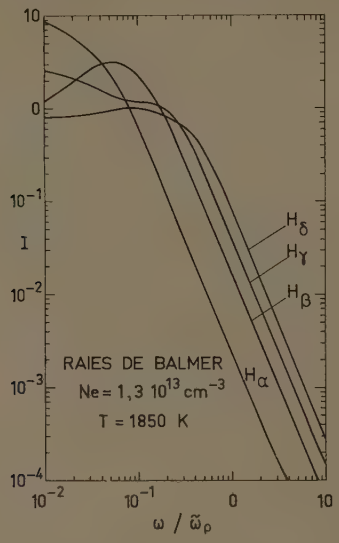


Fig. 1

un domaine D de valeurs $\mathbf{r}$, $\mathbf{v}$, t dont nous négligeons la contribution à l'opérateur K (ω). Dans le domaine complémentaire E − D, nous posons U = 1. Le domaine D est défini de façon telle que pour ($\mathbf{r}$, $\mathbf{v}$, t) ∈ D, une valeur caractéristique de l'intégrale temporelle dans (3) soit égale ou supérieure à un paramètre λ de l'ordre de 1 :

$$\frac{3\hbar n^2}{4 m_e e}\left|\int_0^t \mathbf{E}(\mathbf{r}+\mathbf{v}t)\,dt\right| > \lambda. \tag{5}$$

Dans cette expression $\mathbf{E}$ est le champ électrique d'un électron perturbateur à la position $\mathbf{r}+\mathbf{v}\,t$, n est le nombre quantique principal du niveau supérieur de la transition atomique, et λ est un paramètre qui rend compte de l'ambiguïté qu'il y a à définir une limite précise au-delà de laquelle l'oscillation de l'opérateur d'évolution est suffisamment forte pour agir comme une coupure de l'intégrale figurant dans l'opérateur de collision. Nous déterminons λ de façon unique en identifiant le profil sur l'aile à l'asymptote quasistatique exacte. L'opérateur de collision que nous avons utilisé possède alors la forme suivante :

$$K(\omega) = -\frac{n_e}{\hbar^2}\int_0^\infty e^{i\omega t}\,dt\,\langle \overline{V}(\mathbf{r})\,\overline{V}(\mathbf{r}-\mathbf{v}t)\rangle_{\mathrm{MOY}\{E-D\}}. \tag{6}$$

Nous avons tenu compte de l'écran de Debye en introduisant une coupure supérieure sur les paramètres d'impact,

$$\rho_{\max} = a\lambda_D \qquad \left(\lambda_D = \left[\frac{kT}{4\pi n_e e^2}\right]^{1/2}\right).$$

Deux valeurs du paramètre a ont été utilisées, $a = 1/e = 0{,}368$ (équivalente à une coupure sphérique à $\lambda_D/\sqrt{e}$) pour pouvoir comparer nos résultats à ceux de Vidal, Cooper et Smith (V. C. S.) (2), et $a = 2/\gamma\sqrt{e}$ ($\gamma = 1{,}78$ étant la constante d'Euler) parce que c'est la seule valeur qui conduit à une limite correcte de l'opérateur de collision quand $\omega \to 0$.

Le calcul de l'opérateur de collision est alors possible analytiquement pour quatre des sept intégrations qu'il nécessite, et l'intégrale triple qui subsiste relève du calcul sur machine. Heureusement, il est possible d'effectuer ce calcul une fois pour toutes car les parties réelle

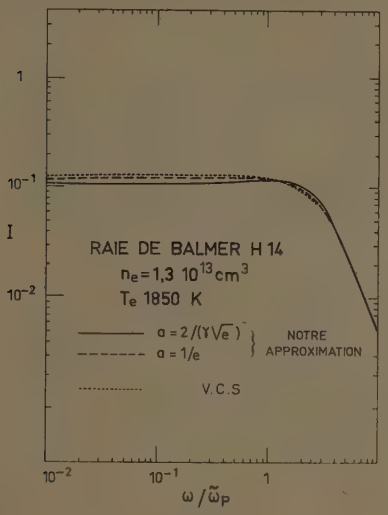


Fig. 2

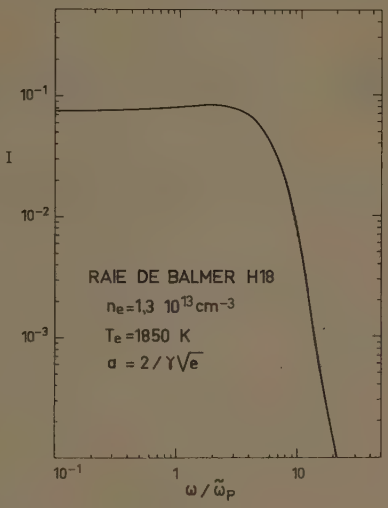


Fig. 3

et imaginaire de l'opérateur de collision peuvent s'exprimer chacune à l'aide de deux fonctions universelles (8). Cette dernière propriété permet le calcul du profil final avec une grande économie en temps de machine, ce qui est particulièrement intéressant pour les raies de grand nombre quantique principal.

Nous présentons dans les figures 1 à 3 quelques-uns des profils obtenus. Sur la figure 1, nous avons tracé les quatre premières raies de la série de Balmer en fonction du rapport $\omega/\tilde{\omega}_p$ ($\tilde{\omega}_p = [8\,\pi\,n_e\,e^2/m_e]^{1/2}$). Nos résultats calculés sans élargissement ionique du niveau inférieur sont indiscernables des profils correspondants de V. C. S. dans cette échelle. Cet accord est confirmé pour toutes les raies calculées par V. C. S. si nous utilisons $a = 1/e$ pour la coupure supérieure. Toutefois, une différence qui va croissant avec le nombre quantique principal s'observe (*fig.* 2) entre nos calculs faits pour une coupure supérieure à $2\,\lambda_D/\gamma\sqrt{e}$ et ceux de V. C. S. Nous pensons donc que pour ces raies de grand nombre quantique principal, les profils présentés par V. C. S. ne sont pas suffisamment larges. Sur la figure 3 nous présentons le profil de la raie H 18 qui n'avait pas encore été calculée dans le cadre de la théorie unifiée.

(*) Séance du 20 janvier 1975.

(1) D. Voslamber, *Z. Naturforschung*, 24 *a*, 1969, p. 1438-1472 (Erratum 26 *a*, 1971, p. 1558).

(2) C. R. Vidal, J. Cooper et E. W. Smith, *J. Q. S. R. T.*, 10, 1970, p. 1011-1063; (N. B. S. Monograph n° 120, 1971).

(3) M. Baranger, *Atomic and Molecular processes* (*Bates*), Academic Press, Inc., New York, 1962.
(4) D. Voslamber, *Z. Naturforschung*, 27 A, 1972, p. 1783-1792.
(5) H. Pfennig, *Phys. Letters*, 34 *a*, 1971, p. 292.
(6) V. S. Lisitsa et G. V. Sholin, *J. Q. S. R. T.*, 12, 1972, p. 985.
(7) M. Caby-Eyraud et Nguyen-Hoe, *J. Phys. B* 5, 1972, L 153-156.
(8) R. Stamm, *Thèse de* 3e *Cycle*, Paris XI, Centre d'Orsay, 1974.

Groupe de Recherches
de l'Association Euratom-C. E. A.
sur la Fusion,
92260 *Fontenay-aux-Roses.*

ÉLECTROTECHNIQUE. — *Sur l'étude par simulation numérique des machines synchrones alimentées par convertisseur tenant compte de l'effet de saturation.* Note (*) de MM. **Michel Lajoie-Mazenc**, **Gérard Rojat** et **Bernard Trannoy**, transmise par M. Léopold Escande.

Les auteurs proposent une étude par simulation numérique du fonctionnement des machines synchrones alimentées par convertisseur statique. Cette étude utilise une extension de la méthode décrite dans la référence (1) au cas où l'on prend en compte l'effet de saturation du circuit magnétique par la recherche des différents flux dans les enroulements au moyen de la courbe d'aimantation de la machine.

Les résultats de la simulation sont comparés aux résultats expérimentaux en ce qui concerne les variations des grandeurs instantanées en régime permanent. L'amélioration apportée par rapport aux hypothèses habituelles ne considérant pas la saturation est mise en évidence.

La méthode d'étude est basée sur les hypothèses suivantes :

— la répartition des forces magnétomotrices dans l'entrefer de la machine est sinusoïdale;

— l'état de saturation du circuit magnétique est identique en tout point de la machine : l'induction dans l'entrefer est sinusoïdale;

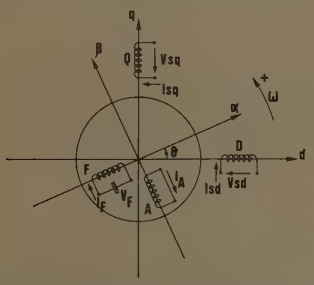


Fig. 1. — Schéma représentatif de la machine.

— les flux de fuite de chaque enroulement sont caractérisés par des inductances constantes.

Dans ces conditions, la machine synchrone dont on suppose le rotor symétrique peut être représentée par un ensemble de circuits couplés. Les notations sont précisées sur la figure 1 où l'enroulement triphasé du stator a été remplacé par l'enroulement diphasé équivalent.

Le diagramme vectoriel des forces magnétomotrices permet d'obtenir la force magnétomotrice résultante en amplitude, I_{ma}, et en phase, α_1. En utilisant la courbe d'aimantation issue de la caractéristique à vide de la machine, on déduit le flux résultant dans l'entrefer $\varphi_{ma} = f(I_{ma})$. Les flux propres des différents enroulements s'obtiennent alors en projetant le flux résultant φ_{ma} sur les axes des enroulements et en ajoutant les flux de fuite.

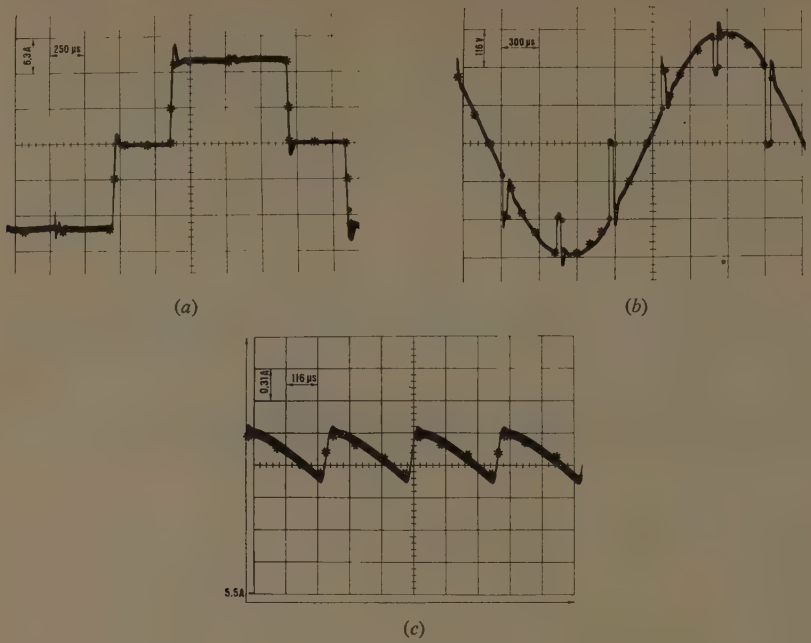


Fig. 2. — Comparaison simulation expérience : (*a*) courant induit; (*b*) tension entre phases; (*c*) courant inducteur.

En introduisant la transformation de Park, les équations donnant les flux dans les axes direct et quadrature liés au stator s'écrivent :

$$(1)\qquad \begin{cases} \varphi_{sd} = L_s I_{sd} + \varphi_{ma} \cos \alpha_1, \\ \varphi_{sq} = L_s I_{sq} + \varphi_{ma} \sin \alpha_1, \\ \varphi_{rd} = L_r I_{rd} + n_{DF} \varphi_{ma} \cos \alpha_1, \\ \varphi_{rq} = L_r I_{rq} + n_{DF} \varphi_{ma} \sin \alpha_1, \end{cases}$$

L_s et L_r représentent les inductances de fuite des enroulements statoriques et rotoriques et n_{DF} le coefficient d'équivalence des ampères tours entre rotor et stator.

Par ailleurs, l'induction étant supposée à répartition sinusoïdale quel que soit l'état de saturation, le couple électromagnétique de la machine est donné par

$$C_{em} = P(\varphi_{rq} I_{rd} - \varphi_{rd} I_{rq}) \quad (^2).$$

Nous avons utilisé ce modèle de machine synchrone pour déterminer les variations des grandeurs instantanées en régime permanent dans le cas d'une alimentation en courant par un convertisseur statique. Les différentes séquences de fonctionnement sont identiques à celles données dans l'analyse (1).

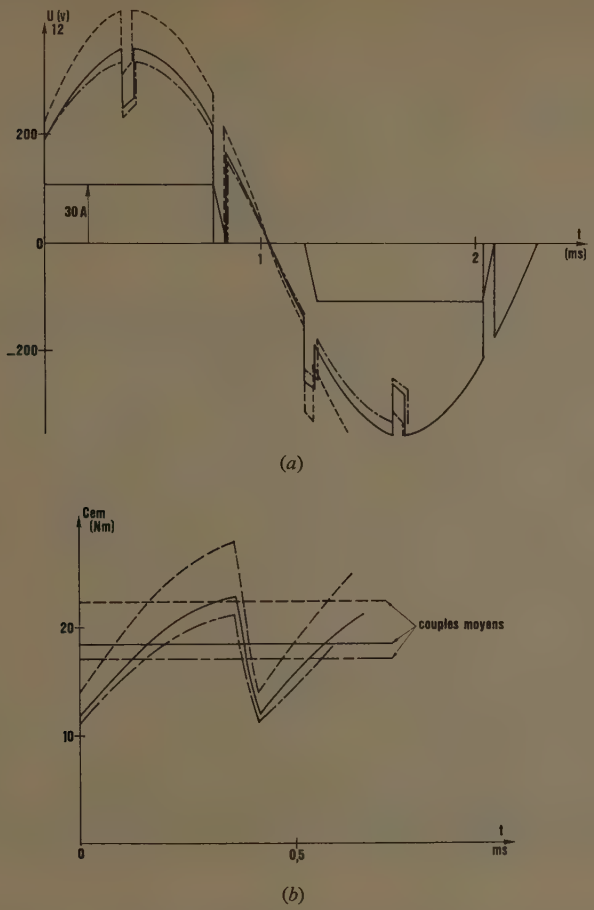


Fig. 3. — Influence de la saturation.

——— calcul à partir de la courbe d'aimantation réelle;
- - - - - calcul à partir de la tangente à la courbe réelle;
— · — calcul à partir de la sécante à la courbe réelle;

(*a*) tension entre phases; (*b*) couple électromagnétique.

L'écriture des équations électriques de la machine en tenant compte des équations de liaison relatives à chaque séquence conduit aux équations du flux à résoudre :

— entre commutations :

$$(2)\qquad \begin{cases} \dfrac{d\varphi_{rd}}{dt} = V_F \cos\theta - R_r I_{rd} - \omega\varphi_{rd}, \\ \dfrac{d\varphi_{rq}}{dt} = V_F \sin\theta - R_r I_{rq} + \omega\varphi_{rd}; \end{cases}$$

— pendant la commutation :

$$\frac{d\varphi_{sq}}{dt} = -R_s I_{sq},$$

$$\frac{d\varphi_{rd}}{dt} = V_F \cos\theta - R_r I_{rd} - \omega\varphi_{rq},$$

$$\frac{d\varphi_{rq}}{dt} = V_F \sin\theta - R_r I_{rq} + \omega\varphi_{rd}.$$

A partir des conditions initiales imposées aux courants, les équations (2) peuvent être résolues pas à pas au moyen d'une méthode numérique d'intégration. Les courants figurant dans ces équations sont déterminés à chaque pas de calcul en résolvant le système d'équations algébriques (1) par la méthode de Raphson-Newton.

La figure 2 montre les résultats de cette simulation numérique en ce qui concerne la tension aux bornes d'une phase de la machine, les courants induit et inducteur. La comparaison de ces résultats aux résultats expérimentaux est satisfaisante.

Pour mettre en évidence l'effet de saturation, nous avons comparé ces résultats aux résultats obtenus en considérant des courbes d'aimantation linéaires définies à partir de la courbe réelle, soit par la tangente à l'origine, soit par la sécante au point de fonctionnement à vide.

La figure 3 montre le résultat de cette comparaison sur la tension aux bornes d'un enroulement et sur le couple électromagnétique. Bien que la sécante au point de fonctionnement donne de meilleurs résultats que la tangente à l'origine, l'écart observé par rapport aux résultats obtenus avec la courbe d'aimantation réelle n'est pas négligeable.

La méthode d'étude que nous avons présentée peut se généraliser pour étudier d'autres types de fonctionnement des machines alternatives. En outre, on peut envisager une extension au cas de machines à pôles saillants en faisant intervenir des courbes d'aimantation différentes dans les deux axes.

(*) Séance du 16 décembre 1974.

(1) M. Lajoie-Mazenc, J. Sainte Rose Meril, B. Trannoy, *Comptes rendus*, 275, série B, 1972, p. 339.

(2) G. Rojat, *Machine synchrone autopilotée alimentée par un convertisseur statique à commutation assistée* (*Thèse de Doctorat de spécialité*, Toulouse).

Laboratoire d'Électrotechnique et d'Électronique industrielle,
E. N. S. E. E. I. H. T.,
2, *rue Camichel,*
31071 *Toulouse Cedex.*

OPTIQUE. — *Possibilité de communications optiques par faisceau laser modulé en fréquence* (1). Note (*) de M. **Michel Jeudy**, présentée par M. Alfred Kastler.

L'existence d'un effet Doppler réciproque entre les deux ordres diffractés par un réseau mobile permet d'envisager un transport d'information par modulation de fréquence dans le domaine optique.

PRINCIPE. — Un réseau sinusoïdal de fréquence spatiale N en translation à la vitesse V perpendiculairement à ses stries, produit, sur un faisceau incident de fréquence ν, deux ordres diffractés de fréquences respectives $(\nu-\Delta\nu)$ et $(\nu+\Delta\nu)$ (*fig.* 1). L'angle de diffrac-

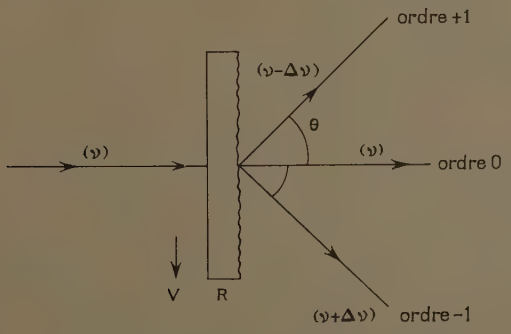


Fig. 1. — Schéma de principe de l'effet Doppler sur un réseau de diffraction mobile en translation.

R, réseau; V, vitesse de défilement; ν, fréquence de l'onde incidente; Δν, décalage Doppler; θ, angle de diffraction.

tion θ correspondant à ces deux ordres garde sa valeur habituelle, c'est-à-dire que, pour un faisceau incident normal au plan du réseau, θ est lié à la fréquence spatiale du réseau et à la longueur d'onde λ par $\sin\theta = \lambda N/2$.

Ce phénomène a été mis en évidence par Suzuki et Hioki (2). On peut l'expliquer de deux manières :

1. *Effet Doppler :* si τ est la transmittance en amplitude du réseau sinusoïdal en translation, à la vitesse V,

$$\tau(x,t) = 1+\cos 2\pi N(x-Vt) = 1+\frac{1}{2}\left[e^{j2\pi N(x-Vt)}+e^{-j2\pi N(x-Vt)}\right]. \quad (1)$$

L'onde plane $e^{j2\pi\nu t}$ du faisceau de lecture est diffractée suivant la relation

$$e^{j2\pi\nu t}\tau = e^{j2\pi\nu t}+\frac{1}{2}\left[e^{j2\pi Nx}e^{j2\pi(\nu-NV)t}+e^{-j2\pi Nx}e^{j2\pi(\nu+NV)t}\right], \quad (2)$$

on obtient effectivement :

— l'ordre 0 de diffraction à la même fréquence temporelle que le faisceau incident;

— l'ordre +1 correspondant à la fréquence spatiale N (ou à l'angle θ) dont la fréquence temporelle est (ν−NV);

— l'ordre −1 correspondant à la fréquence spatiale N (ou à l'angle −θ) dont la fréquence temporelle est (ν+NV).

2. *Transformation de Fourier :* Dans une transformation de Fourier, une translation dans l'espace géométrique se traduit par un déphasage dans l'espace des fréquences spatiales

$$\text{TF}\left[f(x)\otimes\delta(x-a)\right] = \text{F}(u)\, e^{-j2\pi ua}, \tag{3}$$

où ⊗ désigne une opération de convolution, et δ la mesure de Dirac, u étant la variable réciproque de x, avec $\text{F}(u) = \text{TF}\left[f(x)\right]$.

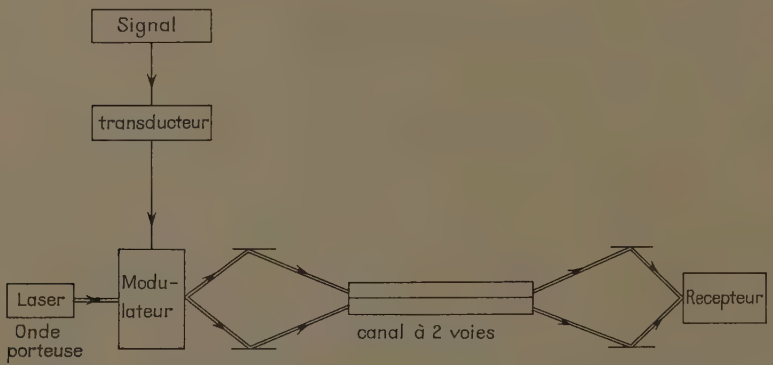


Fig. 2. — Principe de communication par modulation de fréquence optique.

Si on remplace cette translation, d'amplitude a, par un déplacement continu à vitesse constante : $a = Vt$, la phase de l'onde diffractée varie proportionnellement au temps, ce qui équivaut à un changement dans sa fréquence temporelle.

Applications. — Ce processus a été largement utilisé ces dernières années dans la réalisation de vélocimètres et d'interféromètres à effet Doppler [(3), (4)], ainsi que de modulateurs de lumière par ondes acoustiques (5).

Nous pensons pouvoir l'utiliser également dans le domaine des communications optiques (*fig.* 2) où une modulation de fréquence devrait s'avérer intéressante du point de vue de la qualité du rapport signal sur bruit. Le déplacement de fréquence étant proportionnel à la vitesse de défilement V du réseau d'une part, et à sa fréquence spatiale N d'autre part, on obtient deux possibilités de transmission d'information par modulation de fréquence :

— en modulant la vitesse de défilement d'un réseau proportionnellement à un signal donné, ce réseau pouvant être mécanique, holographique ou induit en temps réel dans un milieu réversible par l'interférence de deux faisceaux auxiliaires dont l'un a une phase proportionnelle au signal;

— en formant un réseau acoustique par ondes progressives de fréquence proportionnelle au signal : cela produit en général une superposition des deux effets sur N et V en raison de la dispersion du milieu ([6]).

La réception s'effectue en faisant interférer les deux ordres diffractés : le décalage 2NV en fréquence qui existe entre eux produit des battements d'amplitude dont la vitesse de défilement est proportionnelle à V.

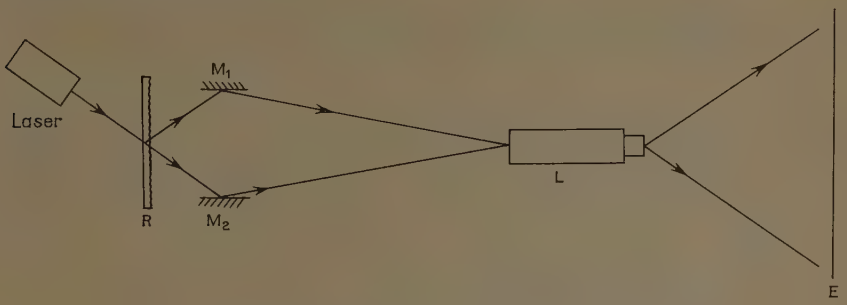


Fig. 3. — Montage expérimental de modulation et démodulation.
R, réseau; M, miroir; L, lunette; E, écran.

Nous avons pu vérifier expérimentalement l'ensemble de ces propriétés en utilisant le montage schématisé sur la figure 3, en faisant varier le pas du réseau et sa vitesse de défilement. Dans ce montage, seule l'onde diffractée dans la direction de M_1 subit un décalage Doppler mais le rendement de diffraction est optimal (R est un réseau holographique).

Ce procédé permet de disposer d'une bande passante de plusieurs mégahertz, ce qui reste néanmoins très inférieur à la fréquence optique (supérieure à 10^{14} Hz) et laisse prévoir la possibilité de divers traitements multiplex ou de certaines opérations logiques du genre addition ou soustraction de fréquences par plusieurs modulateurs en série par exemple.

La première étape que nous envisageons d'entreprendre est la comparaison de cette méthode de modulation à celles déjà utilisées dans ce domaine, du genre modulation par impulsions, du point de vue de la qualité du rapport signal sur bruit dans la transmission.

(*) Séance du 6 janvier 1975.
(1) Étude réalisée sur contrat D. R. M. E., n° 73.34.455.00.480.75.01.
(2) Suzuki-Hioki, *J. Opt. Soc. Amer.*, 57, 1967, p. 1551.
(3) J. Oldengarm et coll., *Opt. and Laser Tech.*, 5, n° 6.249, 1973.
(4) C. P. Wang, *Appl. Opt.*, 13, n° 5, 1974, p. 1193.
(5) R. W. Dixon et E. I. Gordon, *Bell Syst. Tech. J.*, 46, n° 2, 1967, p. 367.
(6) J. Askne, *Proc. I. E. E. E.*, 59, n° 9, 1971, p. 1350.

I. S. S. E. C. S. A.,
Laboratoire de Physicochimie appliquée,
4, *Chemin-des-Fleurs*,
01210 *Ferney-Voltaire*.

PHYSIQUE ATOMIQUE. — *Transfert entre les niveaux* 4 $D_{5/2}$ *et* 4 $D_{3/2}$ *de l'atome de sodium par collision contre des atomes de néon.* Note (*) de MM. **François Biraben**, **Bernard Cagnac** et **Gilbert Grynberg**, présentée par M. Alfred Kastler.

On utilise la spectroscopie d'absorption à deux photons sans élargissement Doppler pour mesurer la section efficace de transfert entre les niveaux 4 $D_{5/2}$ et 4 $D_{3/2}$ de l'atome de sodium par collision contre des atomes de néon.

Le transfert par collision entre deux niveaux de structure fine d'un alcalin a fait l'objet de nombreux travaux tant expérimentaux [(1)-(4)] que théoriques [(5)-(8)]. Toutes ces études ont été faites sur des niveaux P : on excite l'atome par une composante d'une raie de résonance (D_1 par exemple) et on détecte la fluorescence sur l'autre composante (D_2).

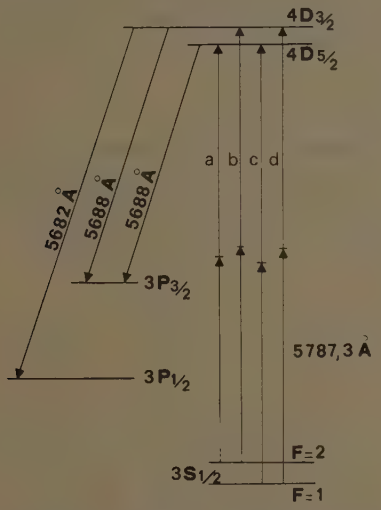
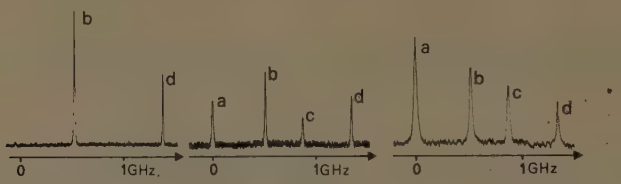


Fig. 1. — Schéma des niveaux d'énergie du sodium. L'atome passe de l'état fondamental 3 $S_{1/2}$ (F = 1 ou F = 2) à l'un des états excités 4 $D_{3/2}$ ou 4 $D_{5/2}$ en absorbant deux photons de longueur d'onde 5 787,3 Å. La structure hyperfine du niveau fondamental (1,771 GHz) et la structure fine du niveau 4 D (1,082 GHz) sont très petites devant la structure fine du niveau 3 P (516 GHz).

Le transfert peut être provoqué soit par des collisions alcalin-alcalin, soit par des collisions alcalin-autre gaz, les études les plus précises ayant été faites pour le couple alcalin-gaz rare. La même méthode a permis à B. Gelbhaar (9) d'étudier le transfert entre les niveaux de résonance $D_{5/2}$ et $D_{3/2}$ du thallium (dont l'état fondamental est un état P). Nous montrons dans cette Note comment la spectroscopie d'absorption à deux photons sans élargissement Doppler [(10), (11)] permet de prolonger ces travaux dans le cas des niveaux D des alcalins et d'étudier les transferts entre niveaux dont l'écart est inférieur ou comparable à la largeur Doppler. Ces expériences sont complémentaires de celles que nous avons récemment présentées (12) où nous nous intéressions à l'élargissement et au déplacement de la même transition à deux photons sans élargissement Doppler dues aux

collisions. Les informations recueillies au moyen de ces deux expériences devraient apporter des renseignements complémentaires sur les phénomènes d'interaction entre l'atome et le gaz rare.

Les expériences ont été faites sur la transition à deux photons 3 S-4 D dans l'atome de sodium [(^{13})-(^{15})]; le gaz rare perturbateur est le néon.



(*a*) Na (*b*) Na+0,2 Torr Ne (*c*) Na+1 Torr Ne

Fig. 2. — Spectres d'excitation à deux photons de la transition 3 S-4 D dans l'atome de sodium. La détection est faite en sélectionnant les photons de fluorescence à 5 682 Å. En absence de collisions (*fig.* 2 *a*), seules sont visibles les résonances (*b*) et (*d*). Le transfert entre les niveaux 4 $D_{5/2}$ et 4 $D_{3/2}$ dus aux collisions (*fig.* 2 *b* et 2 *c*) permet d'observer les résonances (*a*) et (*c*).

Lorsque l'on balaye la fréquence du Laser autour de 5 787, 3 Å dans les conditions expérimentales définies précédemment (^{14}) le spectre d'excitation à deux photons se décompose en quatre raies correspondant aux transitions entre les deux sous-niveaux hyperfins F = 2 et F = 1 du niveau fondamental 3 S et les deux niveaux de structure fine J′ = 5/2 et J′ = 3/2 du niveau 4 D (*cf. fig.* 1). Ces quatre résonances sont désignées dans l'ordre d'énergie croissante par les lettres :

(*a*) $3\,S,\quad F = 2 \rightarrow 4\,D,\quad J' = \frac{5}{2},$

(*b*) $3\,S,\quad F = 2 \rightarrow 4\,D,\quad J' = \frac{3}{2},$

(*c*) $3\,S,\quad F = 1 \rightarrow 4\,D,\quad J' = \frac{5}{2},$

(*d*) $3\,S,\quad F = 1 \rightarrow 4\,D,\quad J' = \frac{3}{2}.$

Lorsqu'on détecte ces résonances en recueillant l'ensemble des photons de fluorescence émis spontanément par l'atome dans l'état 4 D, les intensités des quatre résonances (*a*), (*b*), (*c*) et (*d*) sont proportionnelles respectivement à (3), (2), (1,8) et (1,2). C'est ce qui se passe, par exemple, si l'on recueille aussi bien les photons émis à 5 682 Å vers le niveau 3 $P_{1/2}$ que ceux émis à 5 688 Å vers le niveau 3 $P_{3/2}$; et le spectre d'excitation observé a la même allure que dans nos précédentes publications (^{14}).

Les phénomènes observés sont bien différents si l'on sépare à l'aide d'un monochromateur ces deux raies spectrales, et que l'on recueille seulement les photons à la longueur d'onde 5 682 Å. En effet une transition dipolaire électrique est interdite entre les niveaux 4 $D_{5/2}$ et 3 $P_{1/2}$ et les photons à 5 682 Å ne peuvent être émis que par les atomes excités dans le niveau 4 $D_{3/2}$. Notre méthode d'excitation sans élargissement Doppler nous permet

de peupler sélectivement : le niveau $4\,D_{5/2}$ à l'aide des transitions (*a*) et (*c*), ou bien le niveau $4\,D_{3/2}$ à l'aide des transitions (*b*) et (*d*). Le spectre d'excitation tracé en détectant la fluorescence sur la seule raie 5 682 Å ne permet donc d'observer que les transitions (*b*) et (*d*) distantes de 885 MHz, à l'exclusion des transitions (*a*) et (*c*).

On le vérifie bien sur la figure 2 *a* où l'on a enregistré en fonction de la fréquence du Laser excitateur l'intensité de fluorescence à 5 682 Å émise par une cellule contenant seulement du sodium. Cet enregistrement est à comparer à ceux des figures 2 *b* et 2 *c*, qui ont été obtenus dans les mêmes conditions sur des cellules contenant en outre du néon. Les pressions partielles indiquées pour le néon ont été mesurées à 20°C alors que la cellule est portée à 140°C pendant l'expérience; les intensités relatives des trois enregistrements ne sont pas comparables puisque l'intensité du Laser était différente pour chaque enregistrement.

On constate que l'addition du néon provoque la réapparition des résonances (*a*) et (*c*); aux fréquences correspondantes, l'excitation Laser peuple uniquement le niveau $4\,D_{5/2}$ qui n'émet aucun photon à 5 682 Å. Cela veut dire que pendant la durée de vie des atomes excités, il y a des transferts du niveau $4\,D_{5/2}$ au niveau $4\,D_{3/2}$ sous l'action des collisions avec le néon. On peut remarquer que pour une pression de 1 Torr (*fig.* 2 *c*) ces transferts sont suffisamment nombreux pour que les populations des niveaux $4\,D_{5/2}$ et $4\,D_{3/2}$ soient pratiquement en équilibre.

La mesure des intensités relatives des diverses résonances (*a*), (*b*), (*c*) et (*d*) permet d'évaluer le transfert entre les deux niveaux de structure fine. On peut décrire le transfert entre les niveaux $J' = 5/2$ et $J' = 3/2$ à l'aide des équations suivantes :

$$\frac{dN_{5/2}}{dt} = -\frac{N_{5/2}}{\tau} - Z_{5/2,3/2}N_{5/2} + Z_{3/2,5/2}N_{3/2} + \lambda_f(5/2),$$

$$\frac{dN_{3/2}}{dt} = -\frac{N_{3/2}}{\tau} - Z_{3/2,5/2}N_{3/2} + Z_{5/2,3/2}N_{5/2} + \lambda_f(3/2),$$

Dans cette formule, $N_{5/2}$ et $N_{3/2}$ sont les populations des niveaux $J' = 5/2$ et $J' = 3/2$, τ est la durée de vie du niveau 4 D. Cette durée de vie est égale à 52 ns ([16]). $Z_{5/2,3/2}$ et $Z_{3/2,5/2}$ sont les coefficients de transfert entre les deux niveaux de structure fine. Enfin $\lambda_f(5/2)$ et $\lambda_f(3/2)$ sont les termes de pompage qui dépendent de la fréquence f du Laser excitateur. Quand la fréquence du Laser est accordée sur la résonance (*a*) $\lambda_a(3/2)$ est nul, la solution du couple d'équation précédente donne donc la solution stationnaire suivante :

$$N_{3/2} = \frac{\tau Z_{5/2,3/2}}{1/\tau + Z_{5/2,3/2} + Z_{3/2,5/2}}\lambda_a(5/2).$$

De la même façon, quand la fréquence du Laser est accordée sur la résonance (*b*), $\lambda_b(5/2)$ est nul, on trouve :

$$N'_{3/2} = \frac{1 + \tau Z_{5/2,3/2}}{1/\tau + Z_{5/2,3/2} + Z_{3/2,5/2}}\lambda_b(3/2).$$

Si les résonances sont détectées en recueillant les photons de fluorescence à 5 682 Å, le rapport entre les intensités des résonances (*a*) et (*b*) est égal à

$$\frac{I_a}{I_b} = \frac{N_{3/2}}{N'_{3/2}} = \frac{\tau Z_{5/2,3/2}}{1 + \tau Z_{5/2,3/2}} \frac{\lambda_a(5/2)}{\lambda_b(3/2)}.$$

Connaissant τ et λ_a (5/2)/λ_b (3/2), qui vaut 1,5, la mesure du rapport entre l'intensité de la résonance (*a*) et celle de la résonance (*b*) permet de connaître $Z_{5/2,3/2}$ et par suite la section efficace de transfert $Q_{5/2,3/2}$ définie par

$$Z_{5/2,3/2} = N\bar{v}_r Q_{5/2,3/2},$$

N est le nombre d'atomes perturbateurs par unité de volume et $\bar{v}_r$ la vitesse relative moyenne. De nos mesures sur le couple sodium-néon, nous déduisons :

$$Q_{5/2,3/2} = 2{,}7 \pm 0{,}9 . 10^{-14}\,\text{cm}^2.$$

Nous avons également étudié si un transfert dû aux collisions sodium-sodium était observable : jusqu'à une température de 210°C, nous n'avons rien observé, au-delà on détecte un léger transfert, mais celui-ci pourrait être dû à des impuretés de potassium présentes dans la cellule.

Cette étude présente nos premiers résultats, ceux-ci seront précisés par des mesures complémentaires qui pourront plus valablement être comparées à un modèle théorique. Néanmoins, nous pensons que ces premières expériences démontrent le rôle important que peut jouer la spectroscopie d'absorption à deux photons pour l'étude des collisions dans les états très excités des atomes.

(*) Séance du 20 janvier 1975.

(1) L. Krause, *Appl. Opt.*, 5, 1966, p. 1375.
(2) J. A. Jordan et P. A. Franken, *Phys. Rev.*, 142, 1966, p. 20.
(3) J. Pitre et L. Krause, *Can. J. Phys.*, 45, 1967, p. 2671.
(4) P. O. Serapinas, *Proc. P. N. Lebedev Phys. Inst.*, 51, 1971, p. 81.
(5) J. Callaway et E. Bauer, *Phys. Rev.*, 140, 1965, p. 1072.
(6) E. E. Nikitin, *J. Chem. Phys.*, 43, 1965, p. 744.
(7) R. H. G. Reid et A. Dalgarno, *Phys. Rev. Lett.*, 22, 1969, p. 1029.
(8) F. Masnou-Seeuws, *J. Phys.* B, 3, 1970, p. 1437.
(9) B. Gelbhaar, *Z. Naturforsch.*, 28 A, 1973, p. 257.
(10) F. Biraben, B. Cagnac et G. Grynberg, *Phys. Rev. Lett.*, 32, 1974, p. 643.
(11) M. D. Levenson et N. Bloembergen, *Phys. Rev. Lett.*, 32, 1974, p. 645.
(12) F. Biraben, B. Cagnac et G. Grynberg, *J. Phys. Lett.* (à paraître en février 1975).
(13) T. W. Hansch, K. C. Harvey, G. Meisel et A. L. Schawlow, *Opt. Comm.*, 11, 1974, p. 50.
(14) F. Biraben, B. Cagnac et G. Grynberg, *Comptes rendus*, 279, série B, 1974, p. 51.
(15) F. Biraben, B. Cagnac et G. Grynberg, *Phys. Lett.*, 48 A, 1974, p. 469.
(16) F. Karstensen et J. Schramm, *Z. Physik*, 195, 1970, p. 360.

Laboratoire de Spectroscopie hertzienne de l'E. N. S.
associé au C. N. R. S.,
Université Pierre-et-Marie-Curie,
75231 *Paris Cedex* 05.

SPECTRONOMIE HERTZIENNE. — *Étude de l'évolution du spectre hyperfin de résonance magnétique électronique des solutions de diphényl picryl hydrazyl (DPPH) avec la concentration.* Note (*) de MM. **Roger Servant** et **Étienne Palangié**, présentée par M. Gaston Dupouy.

On a relevé, en bande X, les spectres (dérivés) hyperfins de résonance magnétique électronique des solutions benzéniques de DPPH à des concentrations variant de 1/10 à 1/1 000 mole/l.

On montre que l'évolution de ces spectres, avec émergence progressive de la structure hyperfine, peut être prévue quantitativement, avec précision, par la théorie d'Anderson.

Poursuivant nos études (1) sur les spectres RPE des solutions ioniques ou radicalaires, il nous a paru intéressant d'étudier avec précision l'évolution du spectre hyperfin de résonance magnétique électronique des solutions de DPPH, lorsque leur concentration varie, afin de confronter les résultats avec les prévisions théoriques calculables à partir de la théorie d'Anderson (2).

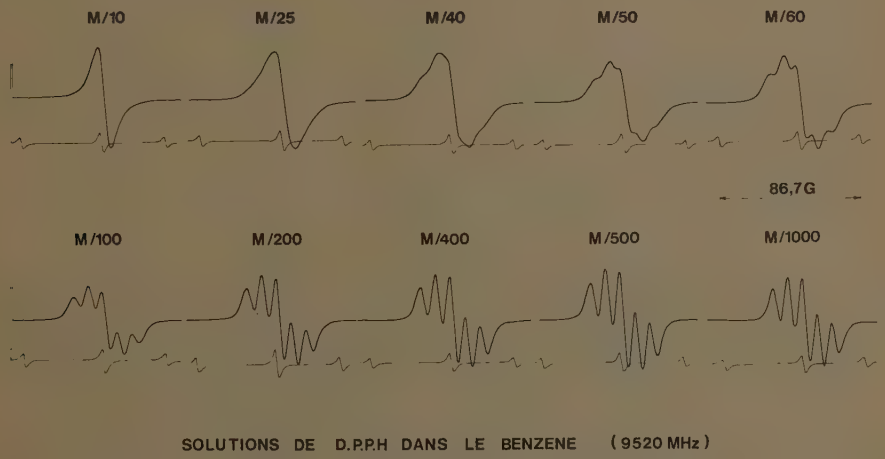
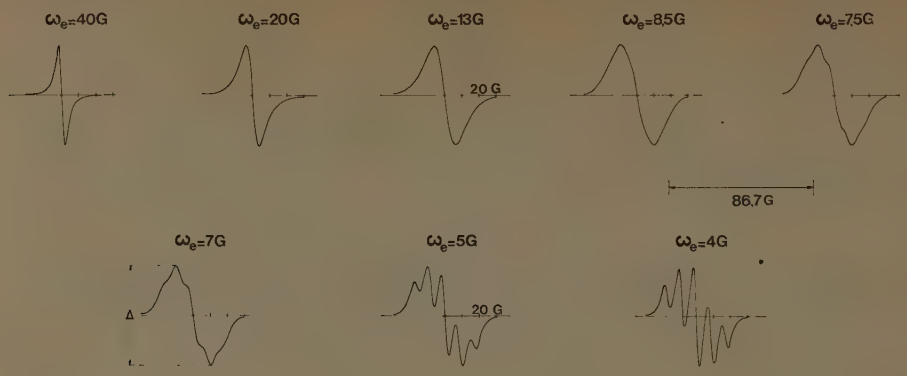


Fig. 1

Nos mesures ont porté sur des solutions benzéniques de diphénylpicrylhydrazyl (Fluka) à des concentrations variant de 1/10 à 1/1 000 mole/l. Elles ont été effectuées (avec l'aide technique de MM. Béziade et Gauret). au moyen d'un spectromètre RPE Varian pour la bande X, muni d'une double cavité avec « marqueur » et cellule à liquide. Les principaux résultats (à la température ambiante) ont été rassemblés sur la figure 1.

Les enregistrements (reproduits à la même échelle) correspondent à des sensibilités variables du spectromètre, choisies de manière que leurs amplitudes en hauteur soient sensiblement les mêmes, leur variation provenant de la variation du nombre de centres et de l'élargissement des signaux. (Amplifications de 62, 68, 70, 72, 74, 74, 82, 88, 92, 96 dB pour les concentrations 1/10, 1/25, 1/40, 1/50, 1/60, 1/100, 1/200, 1/400, 1/500, 1/1 000 mole/l.)



PROFILS THEORIQUES CALCULES A PARTIR DE $\mathrm{Re}\left\{\overline{W}.(A^{-1}).\overline{1}\right\}$

AVEC $(A)=j\left[(\omega)-\omega(E)\right]+(\pi)$

(pour a=8,8 G)

Fig. 2

Nous avons cherché à voir si les profils des spectres de la figure 1 pouvaient s'interpréter à partir de la formule d'Anderson ([2]) :

$$I(\omega) = \mathrm{Re}\left[\overline{\mathbf{W}}.\mathbf{A}^{-1}.\overline{1}\right],$$

avec

$$\mathbf{A} = j\left[\boldsymbol{\omega}-\omega\mathbf{E}\right]+\pi,$$

où ω est la pulsation, $\mathbf{E}$ la matrice unité construite sur les états hyperfins, $\boldsymbol{\omega}$ la matrice diagonale donnant les valeurs propres de ces états, π la matrice de probabilités de transitions d'échange, $\overline{1}$ le vecteur dont toutes les composantes sont égales à l'unité, $\overline{\mathrm{W}}$ le vecteur dont les composantes donnent les répartitions de populations des différents états.

Nous avons supposé qu'on était dans le « cas a » d'Anderson. On a alors :

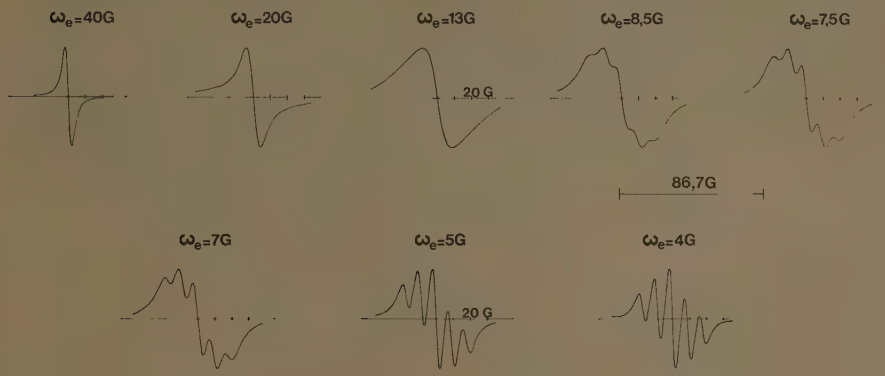
$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} j(2a-\omega)-\omega_e & \frac{\omega_e}{4} & \frac{\omega_e}{4} & \frac{\omega_e}{4} & \frac{\omega_e}{4} \\ \frac{\omega_e}{4} & j(a-\omega)-\omega_e & \frac{\omega_e}{4} & \frac{\omega_e}{4} & \frac{\omega_e}{4} \\ \frac{\omega_e}{4} & \frac{\omega_e}{4} & -j\omega-\omega_e & \frac{\omega_e}{4} & \frac{\omega_e}{4} \\ \frac{\omega_e}{4} & \frac{\omega_e}{4} & \frac{\omega_e}{4} & -j(a+\omega)-\omega_e & \frac{\omega_e}{4} \\ \frac{\omega_e}{4} & \frac{\omega_e}{4} & \frac{\omega_e}{4} & \frac{\omega_e}{4} & -j(2a+\omega)-\omega_e \end{bmatrix},$$

où a est l'intervalle hyperfin. Les calculs ont été effectués à l'Iris. 80. Nous avons adopté $a = 8{,}8$ G et $\tilde{\mathrm{W}} = (1, 2, 3, 2, 1)$ et nous avons calculé directement les spectres dérivés dI/dB. La figure 2 donne les résultats obtenus pour ω_e variant de 40 à 4 G.

Pour faciliter la comparaison avec la figure 1, les amplitudes en hauteur des spectres dérivés ont été ramenées à la même valeur, leurs valeurs réelles étant les suivantes :

ω_e (G)	40	20	13	8,5	7,5	7	5	4
Δ_{max}	0,596	0,177	0,102	0,076	0,074	0,074	0,083	0,111

La comparaison des figures 1 et 2 montre que l'*on peut identifier quantitativement la plupart des spectres de la figure* 1 *avec ceux de la figure* 2.



PROFILS THEORIQUES CALCULES A PARTIR DES VALEURS PROPRES DE LA MATRICE $[j(\omega)+(\pi)]$

Fig. 3

Exemple. — $\omega_e = 20$ G, $c = M/10$; $\omega_e = 4$ G, $c = M/200$. C'est une constatation d'autant plus remarquable que les courbes dérivées sont sensibles aux moindres variations de pente des profils d'absorption.

Nous avons cherché aussi à simuler les spectres hyperfins par la méthode d'approximation signalée par Anderson (il est vrai pour des cas limites) et utilisée par Strother, Poole, Fárach et par nous-mêmes (*loc. cit.*) : On forme la matrice $j\,\omega+\pi$. On cherche ses valeurs propres qui, par leurs parties réelle et imaginaire, donnent les demi-largeurs et les positions des composantes hyperfines. On effectue ensuite la sommation de leurs courbes dérivées compte tenu de la pondération 1, 2, 3, 2, 1. Nos résultats sont donnés sur la figure 3. Pour les cas extrêmes ($\omega_e = 40$ et 4 G) ils sont identiques à ceux de la figure 2. Par contre, pour les cas intermédiaires, ils s'en écartent sensiblement. La méthode d'approximation donne donc, comme prévu, des profils de spectres moins proches de la réalité, leurs « ailes » étant trop relevées du simple fait que l'on intègre des lorentziennes non tronquées. Il est donc préférable de se référer à la théorie complète d'Anderson et aux résultats de la figure 2.

Notons, à propos de la corrélation étroite que les figures 1 et 2 permettent d'établir entre concentrations et fréquences ω_e, que la nature exacte de celles-ci reste à discuter. Pour les valeurs élevées, elles sont sans doute fréquences d'échange par processus colli-

sionnels. Pour les faibles valeurs (inférieures à *a*), elles sont causes d'élargissement de raies, liées peut-être à l'anisotropie de l'hamiltonien de spin.

(*) Séance du 20 janvier 1975.

(1) R. SERVANT, *Comptes rendus*, 277, série B, 1973, p. 57 et 278, série B, 1974, p. 43; R. SERVANT et E. PALANGIÉ, *Comptes rendus*, 278, série B, 1974, p. 985; R. SERVANT, *Comptes rendus*, 279, série B, 1974, p. 219.

(2) P. W. ANDERSON, *J. Phys. Soc. Japan*, 9, 1954, p. 316; A. ABRAGAM, *Cours sur les phénomènes liés à la résonance magnétique*, Centre nucléaire de Saclay, 1955-1956, p. 239; A. ABRAGAM, *Les principes du magnétisme nucléaire*, Paris, 1961, p. 446; Ch. P. POOLE Jr. et H. A. FARACH, *Relaxation in Magnetic Resonance-Dielectric and Mossbauer Applications*, New York, 1971, p. 81; Ch. P. POOLE Jr. et H. A. FARACH, *The Theory of Magnetic Resonance*, New York, 1972, p. 365; E. F. STROTHER, H. A. FARACH et Ch. P. POOLE Jr., *Physical Review*, A, 4, 1971, p. 2079.

Laboratoire d'Optique ultra-hertzienne
de l'Université de Bordeaux I,
Équipe de Recherche associée au C. N. R. S.,
351, *cours de la Libération,*
33405 *Talence.*

PHYSIQUE DES SOLIDES. — *Étude des propriétés diélectriques du sélénium.* Note (*) de MM. **Jean Dubois** et **Hermann Mayer**, transmise par M. Auguste Rousset.

On a étudié les propriétés diélectriques du sélénium « métallique » sur deux types d'échantillons, frittés ou fondus sous vide. A partir d'une étude approfondie des variations, avec la fréquence et la température, des pertes (tg δ) et de la constante diélectrique (ε_r), nous avons confirmé l'existence d'une absorption Debye et calculé les énergies d'activation pour chaque type d'échantillon.

En opérant sur du sélénium « métallique » en poudre ([1]) remplissant un condensateur cylindrique, Meinnel a le premier mis en évidence une absorption Debye ([2]). Nous avons complété et étendu l'étude des propriétés diélectriques du sélénium [constante diélectrique (ε_r) et pertes (tg δ)] en opérant à des fréquences et des températures différentes, à partir d'échantillons de densité plus élevée.

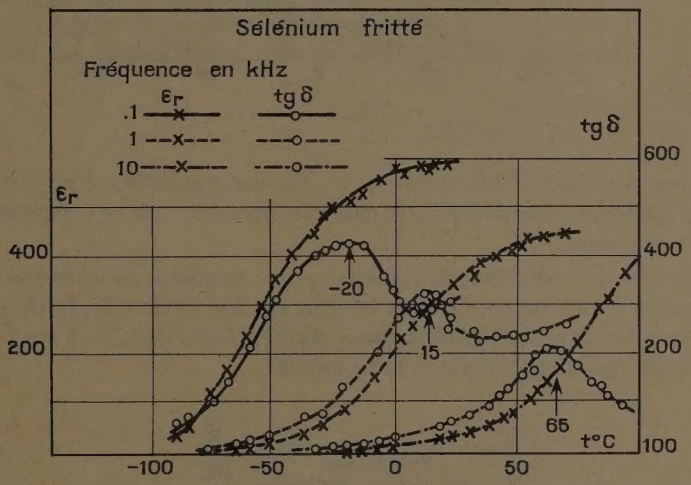


Fig. 1

Ces échantillons sont obtenus sous forme de disques de diamètre voisins de 25 mm et d'épaisseur voisine de 5 mm, soit par compression du sélénium en poudre jusqu'à 600 bars, soit par fusion sous pression réduite suivant la méthode que nous avons préconisée ([3]).

Le montage utilisé, caractérisé par l'emploi d'une cellule de précision (type 1690 de General Radio) et de deux ponts 716 C et 716 CS 1 (General Radio) a déjà été décrit ([4]).

Pour chacun des deux types d'échantillons, et en utilisant trois fréquences différentes (0,1, 1 et 10 kHz pour l'échantillon fritté et 10, 100, 1 000 kHz pour l'échantillon fondu), nous avons mesuré la constante diélectrique (ε_r) et les pertes (tg δ) pour différentes températures comprises entre -100 et $+100$°C.

Les résultats de nos mesures sont représentés par les courbes des figures 1 et 2, relatives chacune à un même type d'échantillon, fritté ou fondu.

Tant pour ε_r que pour tg δ, les courbes expérimentales sont du type prévu par la théorie de Debye. Les maximums d'absorption se situent respectivement à -20°C pour 0,1 kHz, $+15$°C pour 1 kHz, -65°C pour 10 kHz avec l'échantillon fritté, et à -42°C pour 10 kHz, 0°C pour 100 kHz et $+60$°C pour 1 000 kHz pour l'échantillon fondu.

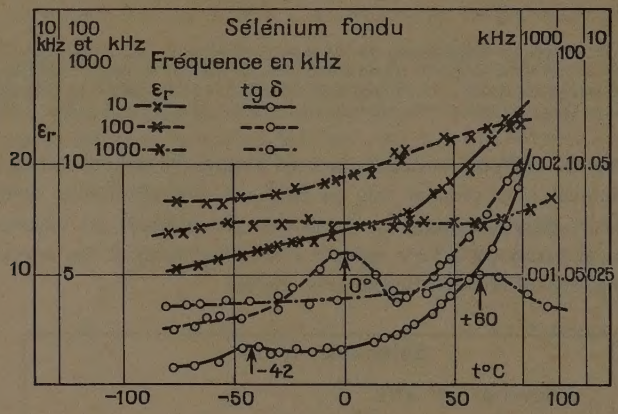


Fig. 2

On voit que pour l'échantillon fondu, ε_r et tg δ sont plus faibles d'environ un ordre de grandeur que pour l'échantillon fritté. Dans les deux cas, ε_r et tg δ diminuent quand la fréquence augmente.

Si l'on représente les variations de $\log_e$ (ln) ν_m (ν_m : fréquence du maximum d'absorption) en fraction de 1/T on obtient dans les deux cas une droite (*fig.* 3). On en conclut que les phénomènes de relaxation diélectriques obéissent à une loi $\nu_m = A \exp(-(U/kT))$, où U est une énergie d'activation et A une constante.

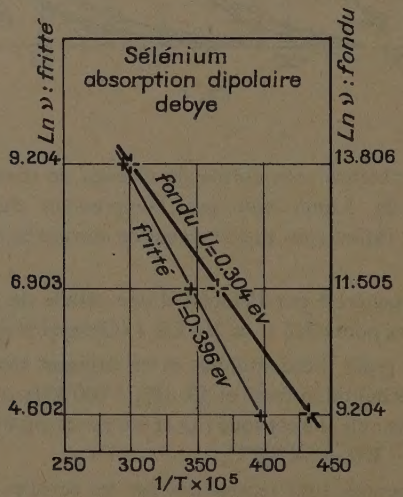


Fig. 3

De la mesure du coefficient angulaire des droites de la figure 3 nous avons déduit les valeurs de U; soit 0,396 eV pour l'échantillon fritté et 0,304 eV pour l'échantillon fondu. Ces valeurs diffèrent peu de celle obtenue par Meinnel, 0,34 eV.

En conclusion, on peut dire que le sélénium métallique est un semi-conducteur (comme le montrent sa faible énergie d'activation, ses propriétés de redresseur et ses propriétés photo-électriques) et qu'il obéit à la loi de Debye en ce qui concerne la variation avec la fréquence et la température, de ses propriétés diélectriques.

Si pour la même fréquence, 10 kHz, la constante diélectrique ε_r de l'échantillon fondu est moins élevée que celle de l'échantillon fritté, les pertes sont plus faibles : on peut en conclure que dans l'échantillon fondu l'orientation des dipôles est moins marquée que dans l'échantillon fritté.

(*) Séance du 16 décembre 1974.

(1) On désigne par sélénium « métallique » ou sélénium gris, la variété stable du sélénium : elle est de couleur grise et elle cristallise dans le système trigonal.

(2) J. Meinnel, *J. Phys. et Rad.*, 15, 1954, p. 124.

(3) H. Mayer, *Proc. of XIVth Colloque Ampère*, 1967, p. 653.

(4) H. Mayer et J. Dubois, *Comptes rendus*, 277, série B, 1973, p. 229.

Laboratoire d'Électronique,
Université de Pau et des Pays de l'Adour,
avenue Philippon,
B. P. nº 290,
64016 *Pau.*